Dumitru D. SANDU

ELECTRONICA FIZICA

Facultatea de Fizica
www.phys.uaic.ro
Universitatea “Alexandru Ioan Cuza”

IASI

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA
București, str. Gutenberg, nr. 3 bis, sector 6

D. D. SANDU

ELECTRONICA FIZICĂ

169174
B.C.U. - IASI

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA
București, 1973

I. 19.283
Bibl. „Al. I. Cuza" Fac. de Fizică
BIBL. DE FIZICĂ —
T. 111-4227

Coperta și supracoperta de: *Gh. Botan*

PREFAȚĂ

La fel ca în alte țări, electronica a devenit și în țara noastră una din ramurile prioritare ale economiei naționale; aproape că nu există domeniu al științei și tehnicii la dezvoltarea căruia electronica să nu-și aducă o contribuție esențială. Vom aminti aici numai cîteva domenii mai importante: tehnica de calcul, automatizări electronice, radiocomunicațiile și televiziunea etc.

Dezvoltarea electronicii ca ramură a științei și mai ales diversificarea domeniilor de aplicare sînt direct determinate de progresele realizate în construirea unor dispozitive electronice de înalte performanțe. Apare necesitatea cunoașterii de către specialiștii electroniști și fizicieni a principiilor generale de construcție și funcționare a dispozitivelor electronice, precum și a principalelor căi de perfecționare a acestor dispozitive. În acest sens considerăm că lucrarea „Electronica fizică" de D. D. Sandu, apărută în Editura Academiei RSR, în care se tratează despre bazele fizice, funcționarea și teoria dispozitivelor electronice, constituie un tratat de deosebită utilitate și actualitate, menit să umple un gol existent în literatura noastră de specialitate.

În ansamblu lucrarea are un caracter de sinteză. După părerea noastră ea se distinge prin tratarea unor chestiuni moderne și actuale ca: teoria cuantică a structurii zonale în solide și distribuția energetică a purtătorilor de sarcină, teoria efectului tunel, studiul emisiilor electronice, comportarea tranzistorilor la frecvențe înalte și în regim de comutare, tranzistori drift, tiristori, dispozitive fotoelectronice, tranzistori cu efect de cîmp. De asemenea lucrarea cuprinde unele probleme tratate pentru prima dată în literatura noastră de specialitate cum ar fi tranzistori unijoncțiune, heterojoncțiuni, diode MIS, diode IMPATT (Read), laseri cu semiconductori, diode Gunn.

Reflectînd starea actuală de utilizare a dispozitivelor electronice, autorul dă o dezvoltare mare dispozitivelor semiconductoare clasice și speciale; de fapt peste cinci șesimi din lucrare sînt dedicate tratării acestor dispozitive.

Pe lîngă tratatele din literatura străină, autorul folosește o bogată bibliografie din literatura periodică de specialitate. Problemele tratate în capitolul VI și în paragrafele finale din capitolele IV și V au un caracter monografic, constituind totodată, datorită consultării lucrărilor celor mai recente, o competentă punere la zi. Trebuie subliniat că tratarea unor chestiuni cum ar fi comportarea tranzistorilor în regim de comutare (amplifi-

catori și generatori de impulsuri), parametrii diodelor tunel și utilizarea acestora în schemele de generare a impulsurilor, poartă amprenta experienței personale a autorului.

Sîntem încredințați că lucrarea va fi de un real folos studenților și doctoranzilor de la facultățile de electronică și telecomunicații, fizică, electrotehnică, automatică. În același timp un cerc larg de specialiști din învățămînt, cercetare și industrie, care se ocupă cu probleme de electronică, vor putea găsi în „Electronica fizică" explicarea fenomenelor fizice și teoria numeroaselor dispozitive electronice utilizate în practică.

Prof. dr. docent GH. CARTIANU
Membru Corespondent al Academiei R.S.R.

CUVÎNT ÎNAINTE

Dezvoltarea impetuoasă a electronicii ca disciplină și mai ales lărgirea neîncetată a sferei de aplicare impune cunoașterea principiilor de bază referitoare la construcția și funcționarea dispozitivelor electronice, analiza și sinteza circuitelor electronice, de către un număr tot mai mare de specialiști din diferite domenii ale științei și tehnicii. Apare astfel necesitatea punerii la dispoziția „electroniștilor în curs de formare" și a specialiștilor a unor cărți de sinteză cu privire la dispozitivele și circuitele electronice. Lucrarea de față își propune să satisfacă o parte din aceste cerințe. În ea se tratează în mod unitar problemele referitoare la bazele fizice generale, construcția, funcționarea și teoria dispozitivelor electronice.

Punctul de plecare al lucrării îl constituie dezvoltarea unor capitole speciale din cursurile predate de autor studenților anului V de la secția de specializare „electroradiofizică" în cadrul facultății de fizică, a Universității „Al. I. Cuza" din Iași. În lucrare sînt reflectate de asemenea, preocupările de cercetare ale autorului, legate de studiul circuitelor electronice de impulsuri, a parametrilor dispozitivelor semiconductoare în regim de comutare, a oscilatorilor cu diode tunel etc. Din motive de organizare și spațiu n-au fost incluse tuburile electronice speciale pentru microunde, clistroane, magnetoroane, tuburi cu undă progresivă și inversă, maserii și laserii convenționali; aceste chestiuni pot constitui subiectul unei lucrări separate.

Lucrarea reflectă stadiul actual de utilizare a dispozitivelor electronice în sensul că tuburilor electronice li se rezervă un spațiu foarte mic, mai puțin de 1/6, în comparație cu dispozitivele electronice semiconductoare.

După modul cum este concepută, lucrarea se adresează specialiștilor din domeniile: electronică, telecomunicații, electrotehnică, automatică, fizică aplicată. Sperăm totodată că lucrarea va fi utilă cadrelor didactice, doctoranzilor și studenților din domeniile amintite, precum și unui cerc larg de specialiști din domeniile conexe, care sînt preocupați de problemele dezvoltării și aplicării electronicii.

Autorul își exprimă gratitudinea față de prof. dr. doc. ing. Gh. Cartianu, membru corespondent al Academiei RSR, de la Institutul Politehnic București, pentru încurajările și sfaturile acordate în pregătirea și elaborarea acestei lucrări.

În încheiere autorul exprimă vii mulțumiri Editurii Academiei RSR pentru sprijinul deosebit acordat la publicarea lucrării de față.

Autorul

CUPRINS

		Pag.
INTRODUCERE		17
	CAPITOLUL **I. PURTĂTORI DE SARCINĂ ÎN SOLIDE**	
I. 1.	Introducere	23
I. 2.	Modelul zonelor energetice. Tratare elementară	25
I. 2. 1.	Modelul zonelor energetice la metale	25
I. 2. 2.	Modelul zonelor energetice la semiconductorii intrinseci	27
I. 2. 3.	Modelul zonelor energetice la semiconductorii cu impurităţi	28
I. 3.	Nivele şi zone energetice în solide (tratare cuantică)	29
I. 3. 1.	Funcţie de undă, ecuaţia Schrödinger	29
I. 3. 2.	Mişcarea electronilor în spaţiul liber	33
I. 3. 3.	Mişcarea electronilor în prezenţa barierei energetice. Efect tunel	35
I. 3. 4.	Electronul în groapa de energie potenţială	41
I. 3. 5.	Mişcarea electronilor într-un potenţial periodic (teoria Bloch-Brillouin)	44
I. 3. 6.	Zone Brillouin	48
I. 3. 7.	Masă efectivă	53
I. 3. 8.	Curbe şi suprafeţe de energie constantă	57
I. 3. 9.	Densitatea de stări permise $g(W)$	60
I. 4.	Concentraţia şi distribuţia energetică a purtătorilor de sarcină în solide	64
I. 4. 1.	Concentraţia şi distribuţia energetică a electronilor în spaţiul liber	65
I. 4. 2.	Concentraţia şi distribuţia energetică a electronilor în metale	67
I. 4. 3.	Concentraţia şi distribuţia energetică a electronilor şi golurilor în semiconductorii intrinseci	69
I. 4. 4.	Concentraţia şi distribuţia energetică a purtătorilor în semiconductorii cu impurităţi	72
I. 5.	Ecuaţiile de bază ale electronicii semiconductorilor	76
I. 5. 1.	Ecuaţiile lui Maxwell pentru un material semiconductor omogen şi izotrop	77
I. 5. 2.	Ecuaţii pentru densităţile de curent	77

		Pag.
I. 5. 3.	Ecuaţiile de continuitate	80
I. 6.	Caracteristici ale unor materiale semiconductoare larg utilizate	84
Bibliografie		85

CAPITOLUL II. EMISIA ELECTRONICĂ

II. 1.	Introducere	87
II. 2.	Emisia termoelectronică	87
II. 2. 1.	Emisia termoelectronică a metalelor	87
II. 2. 2.	Corecţii asupra formulei Richardson-Dushman	91
II. 2. 3.	Emisia termoelectronică la semiconductori	92
II. 3.	Emisia termoelectronică în prezenţa cîmpului electric. Efect Schottky	93
II. 4.	Emisia prin efect tunel (autoelectronică)	95
II. 5.	Emisia fotoelectronică	96
II. 5. 1.	Emisia fotoelectronică la metale	97
II. 5. 2.	Caracteristici spectrale	99
II. 5. 3.	Emisia fotoelectronică la semiconductori	100
II. 6.	Emisia electronică secundară	103
II. 7.	Mişcarea particulelor încărcate sub influenţa cîmpurilor $\boldsymbol{E}$ şi $\boldsymbol{B}$	107
II. 7. 1.	Ecuaţia generală de mişcare a particulelor încărcate în cîmpuri uniforme statice	107
II. 7. 2.	Mişcarea particulelor încărcate în cîmpuri $\boldsymbol{E}$ şi $\boldsymbol{B}$ reciproc perpendiculare	109
II. 8.	Cazuri particulare	111
II. 8. 1.	Mişcarea electronilor în cîmp electric uniform	111
II. 8. 2.	Mişcarea electronilor în inducţie magnetică uniformă	113
II. 9.	Mişcarea electronilor în cîmpuri neuniforme. Lentile electronice	115
II. 9. 1.	Noţiuni de optică electronică	115
II. 9. 2.	Mişcarea electronilor în cîmp electric neuniform. Lentile electrostatice	116
II. 9. 3.	Mişcarea electronilor în inducţie magnetică neuniformă. Lentile magnetice	120
Bibliografie		122

CAPITOLUL III. TUBURI ELECTRONICE CLASICE

III. 1.	Introducere	123
III. 2.	Dioda cu vid	123
III. 2. 1.	Construcţie, funcţionare. Legea 3/2	123
III. 2. 2.	Caracteristici statice şi parametri	127
III. 3.	Trioda	128
III. 3. 1.	Construcţie, funcţionare	128
III. 3. 2.	Potenţial echivalent, legea 3/2 în triodă	130
III. 3. 3.	Caracteristici statice, parametri şi scheme echivalente	132

		Pag.
III. 4.	Tetroda şi pentoda	135
III. 4. 1.	Construcţie, funcţionare. Distribuţia curentului	135
III. 4. 2.	Caracteristici statice şi parametri	139
III. 5.	Tuburi multigrilă	142
III. 6.	Tuburi catodice şi cinescoape	144
III. 6. 1.	Tubul catodic, construcţia şi funcţionare	144
III. 6. 2.	Sisteme de focalizare	145
	a) Sistemul de focalizare electrostatică	146
	b) Sistemul de focalizare magnetică	147
III. 6. 3.	Sisteme de deviaţie (deflexie)	149
	a) Sistemul de deviaţie electrostatică	149
	b) Sistemul de deviaţie magnetică	151
III. 6. 4.	Ecranul	152
III. 6. 5.	Cinescopul	153
III. 7.	Tuburi fotoelectronice	155
III. 7. 1.	Tuburi fotoelectronice cu vid	155
III. 7. 2.	Tuburi fotoelectronice cu gaz	157
III. 7. 3.	Multiplicatori fotoelectronici	158
III. 8.	Tuburi videocaptoare	160
III. 8. 1.	Iconoscopul	160
III. 8. 2.	Supericonoscopul	162
III. 8. 3.	Orticonul	163
III. 8. 4.	Superorticonul	164
III. 8. 5.	Vidiconul	167
III. 8. 6.	Ibiconul	169
Bibliografie		170

CAPITOLUL IV. DIODE SEMICONDUCTOARE

IV. 1.	Introducere	171
IV. 2.	Joncţiunea PN	171
IV. 2. 1.	Procese fizice la joncţiunea PN abruptă, ideală	172
IV. 2. 2.	Polarizarea directă a joncţiunii PN. Ecuaţia diodei ideale	174
IV. 2. 3.	Polarizarea inversă a joncţiunii PN	178
IV. 2. 4.	Capacitatea şi lărgimea regiunii de trecere	181
IV. 2. 5.	Joncţiuni PN gradate	187
IV. 2. 6.	Metode de fabricaţie a joncţiunilor	190
IV. 3.	Joncţiunea PN la semnale variabile mici	192
IV. 3. 1.	Expresia curentului total	192
IV. 3. 2.	Scheme echivalente în curent alternativ la semnale mici	196
IV. 4.	Heterojoncţiuni	198
IV. 4. 1.	Modelul zonal şi procese fizice la heterojoncţiuni	198
IV. 4. 2.	Tipuri de heterojoncţiuni	200
IV. 5.	Contact metal-semiconductor	203
IV. 5. 1.	Stări de suprafaţă	203
IV. 5. 2.	Contact metal-metal (MM)	205

Pag.

IV. 5. 3. Contact metal-semiconductor (MS) 206
IV. 5. 4. Contacte ohmice 211
IV. 5. 5. Expresia curentului prin contactul MS 213
IV. 6. Considerații asupra dispozitivelor semiconductoare cu două borne 215
IV. 7. Diode PIN 217
IV. 8. Diode varactor 219
IV. 9. Diode tunel 221
IV. 9. 1. Modelul zonal și caracteristica statică a diodei tunel 222
IV. 9. 2. Expresia curentului prin dioda tunel 224
IV. 9. 3. Parametrii și circuitul echivalent al diodei tunel 229
IV. 9. 4. Diode „inverse" 232
IV.10. Diode stabilizatoare 234
IV.10.1. Procesul de străpungere al joncțiunii 234
IV.10. 2. Parametrii diodelor stabilizatoare 238
IV.11. Dispozitive semiconductoare fotoelectronice 239
IV.11. 1. Acțiunea radiațiilor luminoase asupra corpurilor semiconductoare 240
IV.11. 2. Celule fotovoltaice 243
IV.11. 3. Fotodetectori rezistivi (fotorezistori) 249
IV.11. 4. Fotodetectori cu joncțiuni 251
IV.11. 5. Tipuri de fotodetectori 257
Bibliografie 263

CAPITOLUL V. TRANZISTORI BIPOLARI

V. 1. Introducere 267
V. 2. Procese fizice și coeficienții tranzistorilor bipolari 268
V. 2. 1. Procese fizice elementare 268
V. 2. 2. Distribuția purtătorilor și expresiile curenților din tranzistorul bipolar cu joncțiuni 270
V. 2. 3. Coeficienții tranzistorului 275
V. 2. 4. Ecuațiile Ebers-Moll 278
V. 3. Caracteristicile statice ale tranzistorilor bipolari de tip PNP 279
V. 3. 1. Caracteristici statice în conexiune *BC* 280
V. 3. 2. Caracteristici statice în conexiune *EC* 283
V. 3. 3. Caracteristici statice în conexiune *CC* 286
V. 3. 4. Considerații asupra caracteristicilor statice ale tranzistorilor 287
V. 3. 5. Străpungerea joncțiunii colector-bază 289
V. 4. Scheme echivalente și parametrii tranzistorilor bipolari . . 291
V. 4. 1. Schema echivalentă generală (modelul Ebers-Moll) 291
V. 4. 2. Scheme echivalente naturale 293
V. 4. 3. Scheme echivalente în *T* (Shockley) 299
V. 4. 4. Scheme echivalente și parametrii de cvadripol ai tranzistorilor bipolari 300

Pag.

V. 4. 5. Parametrii dinamici ai tranzistorilor 303
V. 5. Comportarea tranzistorilor bipolari la frecvențe înalte . . . 306
V. 5. 1. Valorile instantanee ale purtătorilor minoritari 306
V. 5. 2. Frecvențe limită ale tranzistorului 309
a) Frecvența limită (de tăiere) a cîștigului de curent în conexiune *BC* $f_{\alpha T}$ 309
b) Frecvența de tăiere a cîștigului de curent în conexiune *EC* f_β 312
c) Frecvența de tăiere (tranzit) f_T 312
V. 5. 3. Scheme echivalente ale tranzistorului la frecvențe înalte . . 314
V. 6. Tranzistorul bipolar în regim de comutare 316
V. 6. 1. Particularități de funcționare ale tranzistorului în regim de comutare 316
V. 6. 2. Metoda sarcinii 321
a) Comutare directă 324
b) Comutare inversă 325
c) Comutarea în cazul saturației profunde 326
V. 7. Tranzistori drift 328
V. 7. 1. Structura și procese fizice în tranzistorii drift (cu cîmp intern) 328
V. 7. 2. Teoria elementară 332
V. 7. 3. Particularități de funcționare cînd în bază există și un cîmp frînant pentru goluri 336
V. 7. 4. Considerații asupra tehnologiei de fabricație a tranzistorilor drift 338
V. 8. Tranzistori unijoncțiune 340
V. 8. 1. Construcție, funcționare 340
V. 8. 2. Caracteristici statice și scheme echivalente 343
V. 9. Tiristori (dispozitive semiconductoare cu patru regiuni PNPN) 344
V. 9. 1. Construcție, funcționare, caracteristica statică 344
V. 9. 2. Forma caracteristicilor statice și metode de comutare a tiristorului 349
a) Porțiunea de blocare directă 350
b) Porțiunea de blocare inversă 353
c) Metode de comutare 354
V. 9. 3. Procese tranzitorii la comutarea directă și inversă a tiristorilor 356
a) Comutarea directă 356
b) Comutarea inversă 360
c) Variante constructive 364
Bibliografie 365

CAPITOLUL VI. DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE SPECIALE

VI. 1. Introducere 367
VI. 2. Diode IMPATT 368
VI. 2. 1. Construcție, funcționare, caracteristici statice 368
VI. 2. 2. Regimul alternativ de semnal mic al diodelor IMPATT . . 373
VI. 2. 3. Regimul alternativ de semnal mare 381

		Pag.
VI. 2. 4.	Tipuri de oscilaţii în diodele IMPATT	385
VI. 3.	Diode MIS	388
VI. 3. 1.	Dioda MIS ideală	388
VI. 3. 2.	Stări de suprafaţă, sarcini de suprafaţă şi sarcini spaţiale	394
VI. 3. 3.	Tipuri de diode MIS	396
VI. 4.	Structuri *MIM*	399
VI. 5.	Tranzistori unipolari cu efect de cîmp	400
VI. 5. 1.	Clasificarea tranzistorilor unipolari	400
VI. 5. 2.	Tranzistori JFET, construcţie, funcţionare	401
VI. 5. 3.	Teoria elementară a tranzistorului JFET. Expresia curentului I_D	404
	a) Lărgimea şi capacitatea regiunii de trecere	405
	b) Expresia curentului de drenă I_D	407
	c) Străpungerea electrică a tranzistorului	410
VI. 5. 4.	Parametrii de semnal mic şi schema echivalentă	410
VI. 5. 5.	Analiza structurii generalizate cu patru borne	413
	a) Profil de dopare arbitrar	413
	b) Joncţiuni abrupte cu concentraţii de dopare diferite	417
VI. 5. 6.	Tranzistori MOSFET, construcţie funcţionare	419
	a) Tranzistori MOSFET cu strat de inversiune	419
	b) Tranzistori MOSFET cu strat sărăcit	422
VI. 5. 7.	Teoria elementară a tranzistorilor MOSFET	424
VI. 5. 8.	Teoria statică generală a tranzistorilor MOSFET cu strat de inversiune	425
	a) Studiul analitic al structurii MOS	425
	b) Expresia curentului de drenă	432
	c) Parametrii tranzistorilor MOSFET	435
VI. 5. 9.	Tranzistori cu straturi subţiri TFT	436
	a) Construcţie, funcţionare	436
	b) Teoria elementară a tranzistorilor (TFT)	437
VI. 5.10.	Metode de fabricaţie a tranzistorilor FET	439
	a) Materiale şi tehnologii	439
	b) Tranzistori JFET	441
	c) Tranzistori MOSFET	443
	d) Tranzistori cu straturi subţiri TFT	445
VI. 6.	Diode Gunn	446
VI. 6. 1.	Mecanismul Ridley-Watkins-Hilsum (RWH)	446
	a) Analiza calitativă a mecanismului RWH	447
	b) Caracteristica $\bar{v} = (E)$	449
VI. 6. 2.	Procese fizice în dispozitive semiconductoare cu RDN	451
VI. 6. 3.	Tipuri de instabilităţi în dispozitivele cu RDN	453
VI. 6. 4.	Teoria efectului Gunn	458
	A) Consideraţii asupra formării domeniilor	458
	B) Teoria efectului Gunn	460
	a) Deducerea ecuaţiei fundamentale	460
	b) Analiza ecuaţiei fundamentale	462

		Pag.
VI. 6. 5.	Regimul LSA	467
	a) Principiul de funcţionare	468
	b) Teorie elementară	468
VI. 6. 6.	Amplificatori cu diode Gunn	472
	a) Clasificarea amplificatorilor cu diode Gunn	473
	b) Amplificatori de tip *T*	475
	c) Amplificatori de tip *D*	476
	d) Amplificatori tip LSA	478
	e) Oscilatori Gunn sincronizaţi	478
VI. 6. 7.	Dispozitive funcţionale pe bază de efect Gunn	479
	A) Dispozitive logice şi de memorie cu diode Gunn	479
	B) Generatori funcţionali	488
VI. 7.	Dispozitive semiconductoare optoelectronice	486
VI. 7. 1.	Dispozitive electroluminiscente	486
	a) Tranziţii radiative în semiconductori	487
	b) Eficienţa luminiscenţei	489
	c) Tipuri de dispozitive semiconductoare electroluminiscente	490
VI. 7. 2.	Procese fizice în laserii cu semiconductori	493
	a) Tranziţii în laserii cu semiconductori	493
	b) Inversiunea de populaţie	494
	c) Cîştigul	496
VI. 7. 3.	Laseri cu injecţie din GaAs	499
	a) Curentul de prag	499
	b) Variante, construcţie de laseri cu joncţiuni	503
	c) Metode de pompaj	503
	d) Comparaţie între laserii cu semiconductori şi cei convenţionali	505
Bibliografie		506
Contents		513

INTRODUCERE

1. Scurt istoric

Electronica este domeniul ştiinţei şi tehnicii care se ocupă cu studiul şi aplicaţiile fenomenelor legate de mişcarea purtătorilor de sarcină, electroni, goluri, ioni, în solide, vid şi gaze rarefiate. Se disting două părţi importante ale electronicii:

a) *Electronica fizică* studiază teoretic şi experimental mişcarea (interacţiunea) purtătorilor de sarcină în diferite medii, principiile de construcţie şi funcţionarea dispozitivelor electronice.

b) *Electronica tehnică* se ocupă cu teoria şi practica aplicării în diferitele domenii ale ştiinţei şi tehnicii ale dispozitivelor electronice şi ale circuitelor realizate cu aceste dispozitive.

Iniţial electronica se ocupa cu fenomenele de conductivitate electrică în gaze rarefiate; conturarea ei ca domeniu independent a avut loc la începutul secolului XX după descoperirea emisiei termoelectronice (Edison, 1883) şi construirea primelor tuburi electronice cu vid: dioda (C. Fleming, 1904), trioda (Lee de Forest, 1907). Inventarea tetrodei (Schottky, 1919) şi a pentodei (Langmuir, 1930) încheie perioada de constituire; în această perioadă tuburile electronice se utilizau aproape exclusiv în domeniul radiocomunicaţiilor.

Urmează cîteva etape importante de dezvoltare a electronicii, asupra cărora ne oprim pe scurt.

Anul 1930 poate fi considerat ca începutul primei etape de dezvoltare a electronicii, caracterizată prin următoarele două aspecte: a) Utilizarea tuburilor electronice şi în alte domenii cum ar fi industria, medicina, cercetarea ştiinţifică, conducere de procese. Începînd cu această etapă electronica nu mai este sinonimă cu radiotehnica iar radioelectronica devine parte constitutivă a electronicii. b) Perfecţionarea rapidă a tuburilor existente şi inventarea de noi tuburi. Astfel au fost inventate tuburile multigrilă, tuburile cu gaz, tuburile fotoelectronice, tuburile kinescoape şi videocaptoare. Dar pasul cel mai important al acestei etape îl constituie inventarea şi utilizarea tuburilor de construcţie specială pentru microunde: clistron, magnetron, tuburi cu undă progresivă.

Inventarea clistronului (O. Heil, A. Arseniewa-Heil, 1935), tub cu modulaţie de viteză a electronilor, a dat posibilitatea utilizării timpului de tranzit şi a fenomenului de grupare a electronilor pentru lărgirea gamei de frecvenţe. Realizarea unei construcţii perfecţionate de magnetron, tub în care curentul este supus acţiunii concomitente a cîmpului electric şi a inducţiei magnetice, (Posthumus, 1934) a dat posibilitatea obţinerii unor puteri mari în domeniul microundelor. Exemplarele de magnetron utilizate în prezent, cu cavităţi multiple, au la bază construcţia dată de Alexeev şi Maliarov (1940). Pentru lărgirea benzii de trecere au fost construite tuburile cu undă progresivă (Kompfener, 1942).

A doua etapă de dezvoltare a electronicii este legată de inventarea tranzistorilor şi a altor dispozitive semiconductoare. Primul tranzistor, cu contacte punctiforme, este realizat de J. Bardeen şi W. Brattain în 1948; în anul următor Shockley anunţă realizarea tranzistorului bipolar cu joncţiuni, dînd şi teoria respectivă.

Datorită avantajelor recunoscute ale dispozitivelor semiconductoare în raport cu celelalte dispozitive electronice (dimensiuni reduse, robusteţe mecanică, durată de funcţionare practic nelimitată, randament global ridicat), au fost efectuate numeroase cercetări pentru îmbunătăţirea parametrilor tranzistorilor şi diodelor semiconductoare şi pentru inventarea de noi dispozitive, perfecţionate. S-a urmărit în special înlăturarea unor neajunsuri mai importante: frecvenţa limită (de tăiere) relativ scăzută, timpi de comutare mari, lipsa unor dispozitive capabile să funcţioneze cu curenţi foarte intenşi. Realizările mai importante în această direcţie sînt: inventarea tranzistorului drift (Krömer, 1953), a tranzistorului unijoncţiune-UJT (Lask, 1953), a tiristorului, tranzistor cu patru regiuni, (Moll, 1956), a diodei tunel (Esaki, 1958).

Un pas important este făcut prin realizarea dispozitivelor semiconductoare unipolare, în funcţionarea cărora participă numai un singur tip de purtători. Din această categorie cea mai largă răspîndire au căpătat-o tranzistorii cu efect de cîmp (Field Effect Transistor — FET) pe care-i întîlnim în trei variante principale: Tranzistori FET cu poartă-joncţiune (JFET) propuşi de Shockley (1952) şi realizaţi de Pearson (1953); tranzistori FET cu poartă izolată printr-un strat de oxizi (MOSFET) propuşi de Khang şi Atalla (1960); tranzistori cu straturi subţiri (TFT) propuşi de Weimer (1961). Din aceste trei variante cele mai ridicate performanţe le prezintă tranzistorii MOSFET; în plus, aceşti tranzistori constituie celula de bază pentru realizarea *circuitelor integrate*. Principalele avantaje ale tranzistorilor FET sînt: frecvenţe limită foarte ridicate, deoarece în deplasarea purtătorilor de sarcină intervin numai procese de cîmp, cele de difuziune putînd fi neglijate; rezistenţa de intrare este practic infinită, în special la tranzistorii MOSFET, astfel aceşti tranzistori sînt comandaţi prin tensiune şi nu prin curent ca tranzistorii bipolari; capacităţile dintre diferiţi electrozi, şi în special cea dintre circuitul de intrare şi cel de ieşire sînt mici.

Există şi alte dispozitive care pot fi considerate unipolare. În primul rînd dispozitivul Gunn (1963) a cărui funcţionare se bazează pe

fenomenul de *mobilitate diferenţială negativă* de volum, prezent în unii semiconductori compuşi, de exemplu GaAs. În al doilea rînd diodele IMPATT (Impact Ionization Avalanche Transit Time) avînd ca variantă principală structura Read (1958). Funcţionarea acestor diode se bazează pe fenomenul de ionizare şi pe timpul de tranzit al purtătorilor.

A treia etapă importantă de dezvoltare a electronicii o constituie apariţia dispozitivelor electrono-cuantice a căror funcţionare se bazează pe fenomenul de amplificare a radiaţiilor prin emisie stimulată. Aceste procese au loc la interacţiunea cîmpului (radiaţiei) electromagnetic de frecvenţă foarte înaltă cu un mediu în care este realizată *inversiunea populaţiilor*. Deosebim două categorii de dispozitive electrono-cuantice: a) Dispozitive care funcţionează în domeniul microundelor, cunoscute sub denumirea de MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Primele prototipuri de MASER sînt propuse de J. Gordon şi colab. (1954) şi N. Basov (1955). b) Dispozitive care funcţionează în spectrul vizibil cu extinderi în infraroşu şi ultraviolet, cunoscute sub denumirea de LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Laserul pe bază de corp solid, rubin cu atomi de Cr, este propus de T. Maiman (1960), laserul cu gaz (He-Ne) este propus de A. Javan şi colab. (1961); mai tîrziu apare laserul cu CO_2 al cărui randament este mai ridicat ($\eta = 12 - 15\%$). Deosebit de importantă este invenţia laserului cu semiconductori în 1962 de către mai multe grupe de cercetători; randamentul acestui tip de laser este foarte ridicat ($\eta = 85 - 95\%$).

2. Conţinutul lucrării

Lucrarea este împărţită în şase capitole mari.

Capitolul I se ocupă cu studiul purtătorilor de sarcină în solide. Întîi se introduc noţiunile de bază în limbaj „clasic" apoi, utilizîndu-se mecanica cuantică, se studiază în detaliu următoarele probleme: nivele şi zone energetice, mişcarea electronilor în prezenţa barierei energetice, efectul tunel, zonele Brillouin, masa efectivă a purtătorilor şi densitatea de stări energetice permise. Pentru determinarea concentraţiei şi distribuţiei energetice a purtătorilor în diferite medii se utilizează statistica Fermi-Dirac. În încheierea capitolului se prezintă ecuaţiile de bază ale electronicii semiconductorilor: ecuaţiile Maxwell, ecuaţiile pentru densităţile de curent şi ecuaţiile de continuitate.

În capitolul II sînt tratate emisiile electronice, mişcarea electronilor în diferite cîmpuri şi noţiuni de optică electronică. În baza teoriei cuantice se prezintă o deducere riguroasă a legii ideale Richardson-Dushman pentru emisia termoelectronică la metale; apoi se arată particularităţile emisiei termoelectronice la semiconductori. Sînt studiate succesiv emisia termoelectronică în prezenţa unui cîmp electric intens (efect Schottky), emisia prin efect tunel (autoelectronică), emisia fotoelectronică şi emisia secundară. În încheierea capitolului se tratează pe scurt mişcarea purtă-

torilor în vid sub influența cîmpurilor $\boldsymbol{E}$ și $\boldsymbol{B}$: ecuația generală de mișcare în cîmpuri uniforme, mișcarea în cîmpuri neuniforme, noțiuni de optică electronică, tipuri de lentile electrostatice și magnetice.

Se observă că în primele două capitole se pun bazele generale necesare pentru studiul dispozitivelor electronice concrete.

În capitolul III sînt tratate tuburile electronice. După o prezentare succintă a tuburilor electronice clasice de amplificare se studiază mai pe larg tuburile cinescoape, tuburile fotoelectronice (celule fotoelectrice și multiplicatori fotoelectronici) și tuburile videocaptoare. Sînt elucidate unele particularități de funcționare și se fac precizări asupra domeniilor de utilizare.

Capitolul IV se ocupă cu studiul dispozitivelor semiconductoare cu două borne. La început este studiată în detaliu joncțiunea PN în regim static: deducerea ecuației diodei ideale (Shockley), a expresiilor pentru capacitățile și lărgimea regiunii de trecere, studiul joncțiunii PN gradate. Urmează studiul joncțiunii PN la semnale alternative mici (regim liniar), dîndu-se schemele echivalente pentru diferite game de frecvențe.

În partea a doua a capitolului sînt studiate unele tipuri particulare de dispozitive semiconductoare cu două borne: diode cu heterojoncțiuni, cu contact metal-semiconductor (barieră Schottky), diode tunel și inverse, diode stabilizatoare de tensiune (Zener), celule fotovoltaice și fotodetectori cu semiconductori. Dintre aceste dispozitive mai pe larg sînt tratate diodele tunel și fotodetectorii cu joncțiuni, avîndu-se în vedere larga lor utilizare în practică.

În capitolul V se prezintă o tratare amănunțită a tranzistorilor bipolari și a tiristorilor. Tranzistorii se împart în două mari categorii: tranzistori bipolari, funcționarea cărora se bazează pe acțiunea ambelor tipuri de purtători (electroni și goluri); tranzistori unipolari, la funcționarea cărora iau parte un singur tip de purtători. Se prezintă procesele fizice fundamentale din tranzistorii bipolari, se deduc expresiile curenților și ale coeficienților tranzistorului, se dau schemele echivalente și parametrii de semnal mic. O atenție deosebită se dă comportării tranzistorului bipolar la frecvențe înalte, determinîndu-se diferite frecvențe limită (de tăiere); procesul de comutare este studiat prin metoda sarcinii. Urmează studiul tranzistorului drift, care are frecvențe limită foarte ridicate. În încheierea capitolului sînt studiați pe larg tiristorii, tranzistorii cu patru regiuni; tiristorul este un dispozitiv de comutare pentru curenți intensi și tensiuni ridicate. Se dă atenția cuvenită proceselor fizice și metodelor de comutare.

Capitolul VI, cel mai mare ca întindere, este dedicat tratării celor mai importante dispozitive semiconductoare numite de noi „speciale": diode IMPATT, diode MIS, tranzistori FET, diode Gunn, laseri cu semiconductori.

Diodele IMPATT (Impact Ionization Avalanche Transit Time), avînd ca variantă principală dioda Read, prezintă o rezistență negativă în domeniul microundelor. Sînt studiate procesele fizice de bază, regimul de semnal mic (teoria Read-Gilden, Hines-Johnson) regimul de semnal

mare, și tipurile de oscilații în diodele IMPATT. În stadiul actual dioda IMPATT reprezintă dispozitivul semiconductor care poate furniza cele mai mari puteri utile în microunde.

Structurile MIS (Metal-Insulator-Semiconductor) și MIM (Metal-Insulator-Metal) sînt studiate atît ca elemente independente, cît mai ales pentru punerea bazelor fizice necesare la tratarea tranzistorilor FET (Field-Effect-Transistor).

Foarte pe larg sînt tratați tranzistorii unipolari cu efect de cîmp în cele trei variante principale: tranzistori FET cu poartă-joncțiune (JFET), tranzistori FET cu poartă izolată printr-un strat de oxizi (MOSFET) și tranzistori cu straturi subțiri (TFT). Primele două variante sînt studiate pe larg; se dă atît o teorie elementară cît și teoria completă în conformitate cu cele mai recente lucrări din literatura de specialitate.

Studiul detaliat al diodelor Gunn este justificat de performanțele deosebite ale acestor dispozitive în domeniul frecvențelor înalte și al proceselor de comutare și de multitudinea domeniilor de utilizare. Sînt tratate următoarele probleme mai importante: mecanismul Ridley-Watkins-Hilsum (RWH), tipuri de instabilități, formarea *domeniilor* de cîmp înalt, teoria efectului Gunn (Knigt și Peterson), regimul LSA (Limited-Space charge-Accummulation) propus de Copeland, amplificatori cu diode Gunn, unele aplicații în tehnica de calcul.

În încheierea capitolului se prezintă dispozitivele semiconductoare optoelectronice, insistîndu-se asupra laserilor cu semiconductori (cu injecție) care prin randament și ușurința de pompaj sînt superiori laserilor convenționali.

Acest capitol, la fel ca și paragrafele finale din capitolele IV și V, pe lîngă caracterul de tratat, posedă o pronunțată nuanță monografică.

În încheiere trebuie remarcat că, pe lîngă principiul de funcționare, teorie, schemele echivalente și parametrii diferitelor dispozitive electronice, o atenție deosebită s-a dat metodelor tehnologice de fabricație și proprietăților fizice ale diferitelor materiale utilizate. De asemenea, ori de cîte ori a fost cazul, s-au indicat principalele domenii de utilizare ale dispozitivelor studiate.

Capitolul I

PURTĂTORI DE SARCINĂ ÎN SOLIDE

I.1. Introducere

a. Clasificarea corpurilor solide

De obicei, din punct de vedere electric corpurile solide se împart în trei grupe: conductori, semiconductori şi izolatori. Drept criteriu de clasificare serveşte valoarea conductivităţii electrice σ, măsurată la temperatura camerei ($T \simeq 300°K$). Valorile aproximative ale lui σ pentru cele trei grupe sînt: conductori (metale) $\sigma = 10^8 \div 10^6 (\Omega cm)^{-1}$, semiconductori $\sigma = 10^5 \div 10^{-8} (\Omega cm)^{-1}$, izolatori $\sigma \leqslant 10^{-8} (\Omega cm)^{-1}$. Clasificarea corpurilor solide după valoarea conductivităţii electrice este utilă din punct de vedere practic însă nu reflectă adecvat structura internă şi unele proprietăţi fizice intrinseci.

Mai cuprinzătoare din punct de vedere fizic este împărţirea corpurilor solide în două grupe. În prima grupă intră conductorii a căror conductivitate are valori mari într-o gamă largă de temperaturi şi scade odată cu creşterea temperaturii. În grupa a doua intră semiconductorii şi izolatorii la care σ creşte cu temperatura (aproximativ exponenţial); diferenţa dintre semiconductori şi izolatori constă în faptul că la semiconductori σ ia valori utile pentru conducţia curentului electric chiar la temperatura camerei în timp ce la izolatori σ ia valori utile la temperaturi foarte ridicate, care adesea depăşesc punctul de topire al corpului.

b. Noţiuni asupra structurilor cristaline

Împărţirea corpurilor solide în două grupe corespunde mai exact structurii lor interne. În urma numeroaselor studii cu raze X, fascicule electronice etc., s-a constatat că corpurile solide au o structură cristalină. Un cristal constă dintr-un aranjament spaţial dat al atomilor sau moleculelor, aranjament rezultat prin repetarea periodică pe cele trei coordonate a unei unităţi structurale specifice. Pentru orice solid cristalin există

trei vectori de bază $\boldsymbol{a}, \boldsymbol{b}, \boldsymbol{c}$, astfel încît structura cristalină rămîne invariantă în urma unei translaţii cu orice vector $\boldsymbol{l}$ care este un multiplu al vectorilor de bază, adică reţeaua cristalină directă poate fi definită prin relaţia

$$\boldsymbol{l} = m\boldsymbol{a} + n\boldsymbol{b} + p\boldsymbol{c}, \tag{1.1}$$

unde m, n, p sînt întregi.

Conductorii (metalele) sînt constituiţi dintr-o reţea regulată de ioni pozitivi printre care se mişcă electronii *liberi* proveniţi de pe nivelele de valenţă. Electronii liberi nu pot fi localizaţi pe lîngă un anume atom, ei şi-au pierdut complet individualitatea şi formează, conform concepţiei lui Lorentz şi Sommerfeld, un *gaz electronic*. Se spune că electronii interacţionează cu atomi prin *legături metalice*. Avînd în vedere că, de obicei, fiecare atom contribuie la gazul electronic cu unul sau doi electroni şi că concentraţia atomilor este dată de numărul Avogadro, rezultă că concentraţia electronilor este de ordinul $n_0 \simeq 10^{23}$ cm^{-3}. Datorită numărului mare de electroni liberi, metalele (Cu, Au, Ag, Al etc.) au valori ridicate pentru σ.

Semiconductorii şi izolatorii au de asemenea o structură cristalină cu ionii pozitivi fixaţi în nodurile reţelei, însă electronii au o mişcare localizată în jurul unuia sau a doi atomi. Se disting două cazuri:

— reţeaua cristalină conţine atomi ce diferă puternic prin proprietăţile fizice, în special prin afinităţile electronice. Unul dintre atomi are tendinţa de a ceda uşor electroni iar celălalt atom de a-şi atasa aceşti electroni, luînd astfel naştere ioni pozitivi şi negativi. În acest caz interacţiunea chimică se bazează în principal de forţele electrostatice şi spunem că în cristal există o *legătură heteropolară (ionică)*. Un exemplu tipic este NaCl în care atomul de Cl are un electron lipsă pe ultimul nivel, deci are o afinitate electronică mare, iar atomul de Na are pe ultimul nivel un electron slab legat. Ca urmare electronul de valenţă al Na va fi captat de atomul de Cl, luînd astfel naştere doi ioni cu noruri electronice individualizate;

— reţeaua cristalină conţine atomi de acelaşi fel sau atomi care diferă foarte puţin între ei. În acest caz doi electroni de valenţă de spin opus, cîte unul de fiecare atom, devin comuni la cei doi atomi; are loc o anumită dezindividualizare a electronilor. În astfel de cristale avem o *legătură covalentă*; exemple de cristale cu legături covalente: Si, Ge, Se, Sn, Pb, SiC, CuO, unii compuşi intermetalici InSb, GaAs, GaP etc. Legătura covalentă este intermediară între legătura metalică şi cea ionică.

În construcţia dispozitivelor semiconductoare se utilizează în special semiconductorii cu legături covalente care prezintă o conducţie electronică; aceştia sînt adesea numiţi semiconductori electronici.

Există mai multe sisteme de cristalizare. Cei mai mulţi dintre semiconductorii utilizaţi în practică cristalizează în structurile *diamant* (Si, Ge, C, Se etc.) şi *zincblendă* (GaAs, GaP, InSb etc.) care aparţin fazelor

tetraedrice (fig. 1.1), adică fiecare atom este înconjurat de către patru atomi echidistanţi care sînt localizaţi în vîrfurile unui tetraedru. Legăturile dintre doi atomi vecini sînt formate de către doi electroni de spin opus. În cazul structurii diamant toţi atomii sînt de acelaşi fel (fig. 1.1 *a*); în cazul structurii zincblendă, de exemplu GaAs, deosebim două subreţele (fig. 1.1 *b*), una formată din atomi de Ga, alta formată din atomi de

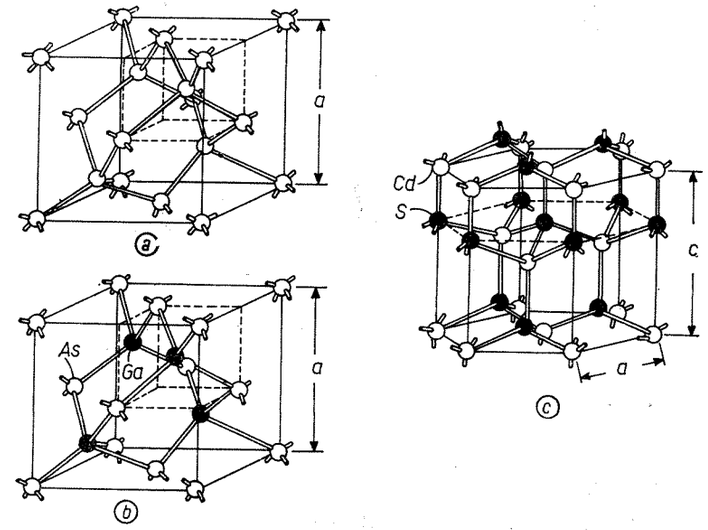


Fig. 1.1

As. Există şi compuşi intermetalici ZnS, CdS etc. avînd structura de cristalizare de tipul *wurtzit* (fig. 1.1 *c*), la care de asemenea, fiecare atom este înconjurat de patru atomi fixaţi în vîrfurile unui tetraedru, însă în ansamblu reţeaua este mai complicată.

I.2. Modelul zonelor energetice. Tratare elementară

I.2.1. Modelul zonelor energetice la metale

În general structura zonelor energetice într-un solid cristalin, adică relaţia energie-moment, se obţine prin rezolvarea ecuaţiei Schrödinger în aproximaţia unui singur electron. Aici vom utiliza un model simplificat obţinut pe cale grafică, în urma unei tratări fenomenologice a problemei în cazul unidimensional.

Într-un cristal format din n atomi, fiecare nivel discret se transformă într-o bandă (zonă) energetică prin efect Stark; fiecare zonă este formată din n nivele dispuse foarte aproape unul de altul. Procesul de desfacere a nivelelor energetice în zone energetice este arătat schematic în figura 1.2 (reprezentarea Bloch), unde se observă că desfacerea este mai pronunţată pentru nivelele superioare. Zonele energetice, obţinute prin desfacerea nivelelor discrete ca urmare a mişcării distanţei dintre atomi, poartă denumirea de *zone permise*; ele sînt separate prin *zone interzise*, care nu pot fi ocupate de către electroni.

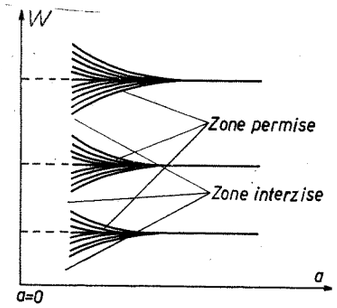


Fig. 1.2

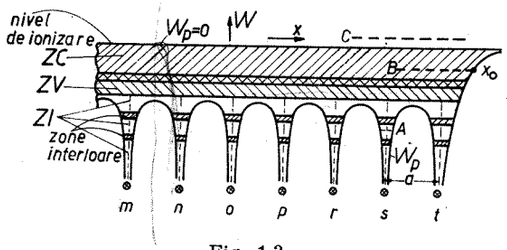


Fig. 1.3

Desfacerea nivelelor discrete în zone energetice este mai pronunţată la metale decît la semiconductori. Din nivelul de excitaţie rezultă *zona de conducţie ZC*, din nivelul de valenţă rezultă *zona de valenţă ZV*. Pentru majoritatea metalelor are loc suprapunerea zonelor *ZV* şi *ZC* (figura 1.3), restul zonelor permise fiind separate prin *zone interzise ZI*. În cazul metalelor foarte bune conducătoare poate avea loc de asemenea suprapunerea benzii de valenţă cu banda imediat inferioară.

Variaţia energiei potenţiale este foarte puternică în apropierea nucleelor iar în volumul cristalului rămîne aproximativ constantă; la suprafaţa cristalului (la dreapta atomului *t*, fig. 1.3) are loc o variaţie pronunţată a energiei potenţiale, formînd *bariera de energie potenţială*, care se măsoară în electroni volţi.

În fenomenele de conducţie electrică interesează numai *electronii liberi* a căror energie totală este suficient de mare pentru a le permite să se mişte liber în cristal şi eventual să-l părăsească. De exemplu, electronii cu energia corespunzătoare nivelului *A* pot avea numai o mişcare localizată între doi atomi; electronul cu energia corespunzătoare nivelului *B* se pot mişca liber în volumul cristalului însă ajungînd la suprafaţă întîlneşte bariera energetică pe care nu o poate depăşi; numai electronii cu energia mai mare decît bariera energetică vor putea părăsi cristalul.

I.2.2. Modelul zonelor energetice la semiconductorii intrinseci

Modelul zonelor energetice la semiconductorii intrinseci este arătat în figura 1.4. În zona de conducţie se găsesc electroni a căror energie este suficientă pentru a se desprinde de legăturile covalente dar insuficientă pentru a părăsi cristalul. Prin trecerea electronilor din *ZV* în *ZC*, în zona de valenţă iau naştere goluri, deci această zonă este incomplet ocupată de electroni.

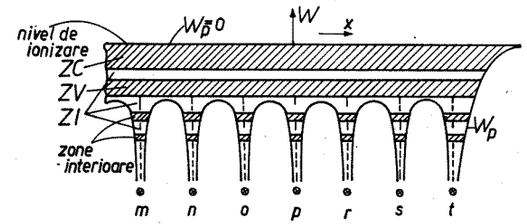


Fig. 1.4

Întrucît zonele complet ocupate cu electroni nu participă la conducţia curentului [3], în viitor se va reprezenta modelul zonelor energetice al solidelor luîndu-se în consideraţie numai zonele de valenţă şi de conducţie (fig. 1.5), singurele care pot fi incomplet ocupate. La temperaturi foarte scăzute şi în absenţa altor factori externi, zona de conducţie este complet vidă de electroni. La temperaturi diferite de $T=0°K$, în cazul metalelor (fig. 1.5 *a*) un anumit număr de electroni trec din *ZV* în *ZC*, deci zona de conducţie este parţial ocupată cu electroni şi participă la conducţia curentului.

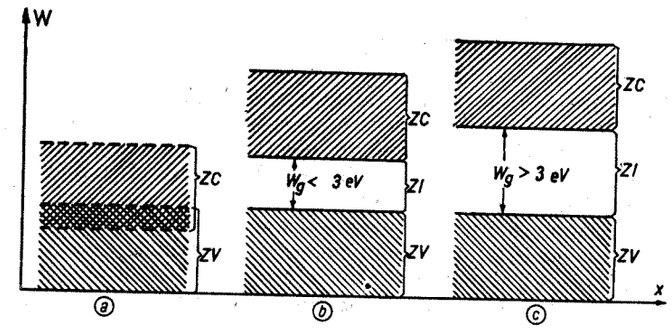


Fig. 1.5

În cazul semiconductorilor intrinseci (fig. 1.5 *b*) zonele *ZV* şi *ZC* sînt separate prin zona interzisă *ZI* a cărei lărgime nu depăşeşte $W_0 = 2{,}5 \div 3$eV. Pentru ca electronii să poată trece din *ZV* în *ZC* este necesar să li se comunice din exterior o cantitate de energie $W \geqslant W_0$, numită energie de activare. Izolatorii (fig. 1.5 *c*) se deosebesc de semiconductori numai prin lărgimea zonei interzise.

I.2.3. Modelul zonelor energetice la semiconductorii cu impurităţi

La construcţia diferitelor dispozitive semiconductoare se utilizează semiconductori cu impurităţi (dopaţi); drept impurităţi se folosesc fie elemente trivalente (In, Ga, Al), fie elemente pentavalente (As, Sb, Bi, P).

Semiconductorul dopat cu atomi pentavalenţi se numeşte semiconductor de *tip N* (fig. 1.6 *a*): patru dintre electronii de valenţă ai arseniului satisfac legăturile covalente cu cei patru atomi vecini de Ge iar al cincilea poate deveni uşor electron liber chiar la temperatura camerei. Devenind liberi, aceşti electroni nu lasă în urma lor goluri, întrucît nu

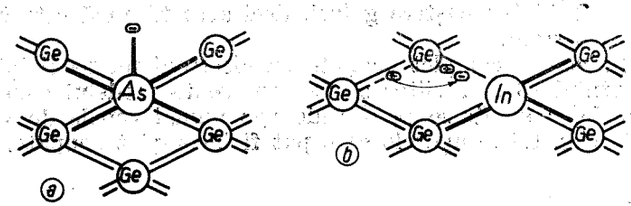


Fig. 1.6

participă la legăturile covalente. Desigur, pe lîngă electronii liberi datoraţi impurităţilor mai pot lua naştere pe cale termică obişnuitele perechi electron-gol, însă totdeauna numărul electronilor liberi este mai mare decît cel al golurilor. În cazul semiconductorilor de tip *N* electroni se numesc *purtători majoritari* iar golurile se numesc *purtători minoritari*. Atomii pentavalenţi se numesc atomi *donori* şi după pierderea electronului devin *ioni pozitivi*, fixaţi în reţeaua cristalină.

Semiconductorul dopat cu atomi trivalenţi se numeşte semiconductor de tip *P* (fig. 1.6 *b*); atomul de In, avînd trei electroni de valenţă satisface numai trei din legăturile covalente cu atomii vecini de Ge. Legătura covalentă nesatisfăcută (vacanţa) este echivalentă cu prezenţa unui gol, slab legat de atom. Chiar la temperatura camerei, vacanţa poate fi satisfăcută de unii din electronii de valenţă ai atomilor vecini, astfel golul devine liber. Pe lîngă golurile libere datorate impurităţilor pot lua naştere perechi electron-gol, însă totdeauna numărul golurilor este mai mare decît cel al electronilor. În acest caz golurile formează *purtători majoritari*, iar electronii formează *purtători minoritari*. Atomii trivalenţi

se numesc *atomi acceptori*, şi după satisfacerea vacanţei prin captarea unui electron, devin *ioni negativi*, fixaţi în reţeaua cristalină.

Atomii donori se situează pe *nivelele donoare*, amplasate în banda interzisă şi în imediata apropiere a marginii inferioare a zonei de conducţie (fig. 1.7 *a*); atomii acceptori se situează pe *nivelele acceptoare* amplasate în zona interzisă şi în imediata apropiere a marginii superioare a zonei

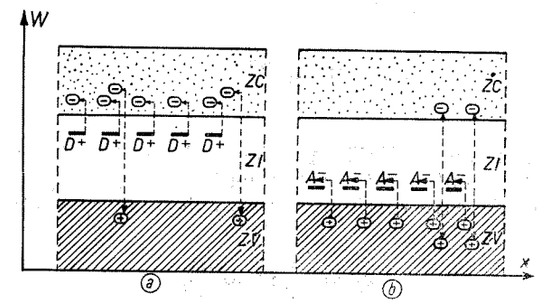


Fig. 1.7

de valenţă (fig. 1.7 *b*). Intervalul energetic dintre nivelele donoare şi *ZC*, precum şi dintre nivelele acceptoare şi *ZV* este aproximativ de 0,01 eV. Avînd în vedere că la temperatura camerei energia medie a electronilor este de 0,025 eV rezultă că toţi atomii donori şi acceptori se ionizează: în cazul materialului de tip *N* atomii donori injectează electroni în *ZC* (fig. 1.7 *a*); în cazul materialului de tip *P* atomii acceptori captează electroni din *ZV*, adică injectează goluri în *ZV* (fig. 1.7 *b*). În ambele cazuri se formează şi un număr de perechi electron-gol pe cale termică; în viitor pentru a marca un material de tip *N* se va desena un şir de „+" imediat sub *ZC* (ioni donori pozitivi) iar pentru marcarea unui material de tip *P* se va desena un şir de „−" imediat deasupra *ZV* (ioni acceptori negativi).

1.3. Nivele şi zone energetice în solide (tratare cuantică)

I.3.1. Funcţie de undă, ecuaţia Schrödinger

Natura corpusculară a electronului a fost definitiv stabilită de J. J. Thomson în 1897, determinîndu-i sarcina electrică şi masa. În urma lucrărilor lui Planck şi Einstein (ecuaţia efectului fotoelectric) a fost scoasă în evidenţă natura dublă de corpuscul-undă a radiaţiei luminoase (fotonilor). În 1924 L. de Broglie a emis ideia importantă că, aşa cum

radiațiile electromagnetice manifestă proprietăți de corpuscul și proprietăți de undă, tot așa și particulele elementare, în particular electronul, vor trebui să manifeste aceeași dualitate de corpuscul-undă : în anumite experiențe sînt puse în evidență proprietățile de corpuscul, în altele se vor manifesta proprietățile de undă. Pentru descrierea proprietăților de undă fiecărei particule materiale i se atașează *funcția de undă* $\Psi(\boldsymbol{r}, t)$, care are frecvența egală cu raportul dintre energie și constanta Planck $\nu = W/h$, prin urmare

$$h\nu = W = \frac{mv^2}{2} + W_p, \tag{1.2}$$

unde W_p este energia potențială a particulei, iar $mv^2/2$ este energia cinetică.

Mișcarea particulei este echivalentă cu propagarea unui grup (pachet) de unde la care distingem viteza de fază v_f și viteza de grup v

$$v_f = \frac{\omega}{k}; v = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \tag{1.3}$$

unde $k = 2\pi/\lambda$ reprezintă numărul de undă iar $\omega = 2\pi\nu$. Presupunînd că viteza de grup este egală cu viteza particulei se poate stabili o relație între v, m și λ; diferențiind (1.2) (presupunînd W_p constant) se obține

$$h\frac{\partial \nu}{\partial k} = mv\frac{\partial v}{\partial k}. \tag{1.4}$$

Din (1.3) rezultă $\partial\nu/\partial\lambda = -v/\lambda^2$ iar (1.4) devine

$$\frac{\partial v}{\partial \lambda} = -\frac{h}{m\lambda^2}, \tag{1.5}$$

care prin integrare dă (constanta de integrare $C = 0$)

$$v = \frac{h}{m\lambda}, \tag{1.6}$$

de unde

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p}. \tag{1.7}$$

Relația (1.7) numită relația lui de Broglie, leagă direct proprietățile de corpuscul și de undă ale particulei : momentul (impulsul) p este asociat cu mișcarea unui corpuscul, lungimea de undă λ pune în evidență proprietățile ondulatorii și poartă numele de lungime de undă de Broglie.

Ipoteza lui de Broglie a fost verificată de către Davisson și Germer (1927) prin experiențe de difracție a electronilor de către o rețea cristalină.

În mecanica cuantică electronul (particula elementară) este privit ca un obiect material complex, *împrăștiat* (difuz) în spațiu ; *localizarea* (modul de interacțiune cu mediul) constituie o problemă dificilă întrucît undele ocupă un anumit volum din spațiu și nu pot fi localizate într-un punct de coordonate (x, y, z).

Funcția de undă asociată electronului are forma generală

$$\Psi(\boldsymbol{r}, t) = A\, e^{j(\boldsymbol{kr} - \omega t)}, \tag{1.8}$$

unde

$$\boldsymbol{k} = \boldsymbol{p}/\hbar, \tag{1.9}$$

reprezintă vectorul de undă.

Expresia (1.8) reprezintă unde progresive de Broglie ce duc cu ele impulsul $\boldsymbol{p} = \hbar\boldsymbol{k}$.

Fiind dat că funcția de undă asociată unei singure particule este constituită dintr-un *pachet de unde*, particula va putea fi localizată numai în spațiul unde Ψ este esențial diferit de zero. Probabilitatea de decelare a particulei (electronului) într-un volum elementar dV este

$$\rho(\boldsymbol{r})\, dV = \Psi\Psi^*\, dV = |\Psi|^2\, dV. \tag{1.10}$$

Mărimea $|\Psi|^2$ poartă denumirea de *densitate de probabilitate*. În cazul particulelor cu sarcină electrică $\Psi(\boldsymbol{r}, t)$ este o mărime complexă iar $\Psi^*(\boldsymbol{r}, t)$ este conjugata sa.

Luînd integrala pe întregul volum în care se găsește electronul probabilitatea este egală cu unitatea, adică devine certitudine

$$\int_V \Psi\Psi^*\, dx\, dy\, dz = 1. \tag{1.11}$$

Valoarea lui Ψ care satisface (1.11) este numită valoare de normare.

În legătură cu acest fapt trebuie luat în considerație *principiul (relația) de incertitudine* a lui Heisenberg. Ideile lui de Broglie că mișcarea particulei (electronului) cu viteza $\boldsymbol{v}$ este controlată de o *undă pilot* avînd viteza de grup egală cu $\boldsymbol{v}$, conține în ea și limita conform căreia nu se poate determina simultan momentul și poziția particulei.

Ecuația de undă Schrödinger

Conform conceptului de dualitate corpuscul-undă al lui de Broglie fiecărei particule i se asociază o funcție de undă Ψ ; comportarea funcției de undă este descrisă de o ecuație de undă, matematic formulată de Schrödinger în 1926.

Considerăm că mişcarea particulei după axa x este descrisă de o funcţie de undă de forma (1.8)

$$\Psi = A \exp\{j(k_x x - \omega t)\} = A \exp\{-j(Wt - p_x x)/\hbar\}, \quad (1.12)$$

unde energia şi impulsul sînt legate prin relaţia

$$W = p_x^2/2m + W_p. \quad (1.13)$$

Orice ecuaţie diferenţială corectă pentru Ψ trebuie să admită soluţii de forma (1.12) indiferent de valorile lui W şi p_x; se urmăreşte totuşi găsirea unei ecuaţii diferenţiale care prin introducerea soluţiei găsite Ψ, să satisfacă relaţia cunoscută (1.13) între energie şi moment. Derivăm pe (1.12) de două ori în raport cu x

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{j}{\hbar} p_x \Psi; \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\frac{p_x^2 \Psi}{\hbar^2}, \quad (1.14)$$

şi derivăm aceeaşi relaţie în raport cu timpul

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{j}{\hbar} W\Psi. \quad (1.15)$$

Scoatem valoarea lui p_x^2 din (1.14) şi a lui W din (1.15) şi le introducem în (1.13), obţinem

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + W_p \Psi = -\frac{\hbar}{j}\frac{\partial \Psi}{\partial t}. \quad (1.16)$$

Ecuaţia (1.16) reprezintă ecuaţia Schrödinger *dependentă de timp* care, spre deosebire de alte ecuaţii cu derivate parţiale din fizică, poate avea soluţii imaginare. Se explică aceasta prin faptul că funcţia de undă Ψ nu are semnificaţie fizică precisă; această semnificaţie apare atunci cînd se asociază funcţia de undă cu conjugata sa (1.10).

În cazul cînd energia potenţială este funcţie numai de coordonate iar energia totală W este constantă, soluţia ecuaţiei Schrödinger se poate pune sub forma unui produs de doi termeni: ψ dependent de coordonate (funcţia de amplitudine) şi φ dependent de timp

$$\Psi(x, t) = \psi(x) \cdot \varphi(t). \quad (1.17)$$

Introducem în (1.16), împărţim prin $\varphi(t)$ şi ţinînd seama de (1.15) se obţine

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx^2} + W_p \psi = W\psi, \quad (1.18)$$

relaţia ce reprezintă *ecuaţia Schrödinger independentă de timp* (funcţia de amplitudine).

În cazul tridimensional ecuaţiile Schrödinger devin

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + W_p\Psi = -\frac{\hbar}{j}\cdot\frac{\partial\Psi}{\partial t}, \quad (1.19)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + W_p\psi = W\psi. \quad (1.20)$$

I.3.2. Mişcarea electronilor în spaţiul liber

a. Considerăm un fascicul de electroni ce se mişcă după axa x într-o regiune din spaţiu unde energia potenţială a electronilor este $W_p = 0$ iar energia cinetică este constantă şi egală cu $p_x^2/2m$.

Pentru un astfel de fascicul ecuaţia de undă Schrödinger în regim staţionar este

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx^2} = W\psi, \quad (1.21)$$

care pusă sub forma

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W\psi = 0, \quad (1.22)$$

reprezintă ecuaţia unei mişcări armonice simple întrucît coeficientul lui ψ este pozitiv. Soluţia generală este

$$\psi = A_1 e^{jk_x x} + A_2 e^{-jk_x x}, \quad (1.23)$$

unde numărul de undă k_x şi energia sînt legate prin relaţia

$$W = \frac{\hbar^2}{2m} k_x^2, \quad (1.24)$$

iar A_1, A_2 sînt constante de integrare ce urmează a fi determinate din condiţiile la limită.

Ţinînd seama de (1.17) funcţia de undă completă trebuie să satisfacă (1.15) de unde rezultă

$$\frac{\mathrm{d}\varphi(t)}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{j}}{\hbar} W\varphi(t). \tag{1.25}$$

care prin integrare dă

$$\varphi(t) = C \exp\{-\mathrm{j}Wt/\hbar\}, \tag{1.26}$$

deci

$$\Psi(x, t) = A\mathrm{e}^{\mathrm{j}(p_x x - Wt)/\hbar} + B\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(p_x x + Wt)/\hbar}, \tag{1.27}$$

unde $A = A_1 C$, $B = A_2 C$.

Al doilea termen al expresiei (1.27) reprezintă o undă ce se propagă de la dreapta spre stînga : întrucît s-a postulat că fasciculul de electroni se propagă de la stînga spre dreapta $B = 0$ şi (1.27) devine

$$\Psi(x, t) = A\mathrm{e}^{\mathrm{j}(p_x x - Wt)/\hbar}, \tag{1.28}$$

adică am regăsit expresia (1.12)

Reprezentînd grafic relaţia (1.24) se obţine curba de variaţie a energiei electronilor liberi în spaţiul numărului de undă k_x (fig. 1.8 *a*); fiind dat că în cazul electronilor liberi momentul şi numărul de undă

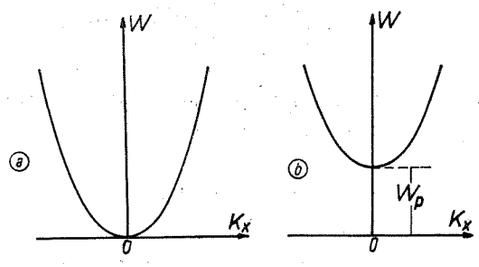


Fig. 1.8

pot lua valori între $-\infty$ şi $+\infty$, energia poate lua orice valoare între 0 şi $+\infty$.

b. Considerăm că fasciculul de electroni de moment p_x se mişcă într-o regiune unde energia potenţială a unui electron W_p este constantă iar energia totală este $W = p_x^2/2m + W_p$.

În acest caz ecuaţia Schrödinger staţionară este

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\mathrm{d}^2\psi}{\mathrm{d}x^2} + W_p\psi = W\psi, \tag{1.29}$$

care după ordonarea termenilor devine

$$\frac{\mathrm{d}^2\psi}{\mathrm{d}x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(W - W_p)\psi = 0. \tag{1.30}$$

Soluţia este de forma (1.23) în care numărul de undă şi energia sînt legate prin relaţia

$$W - W_p = \frac{\hbar^2}{2m} k_x^2, \tag{1.31}$$

a cărei reprezentare grafică este arătată în figura 1.8 *b*.

I.3.3. Mişcarea electronilor în prezenţa barierei energetice. Efect tunel

În acest aliniat se studiază mişcarea fasciculului de electroni în regiuni ale spaţiului unde energia potenţială a electronilor prezintă va-

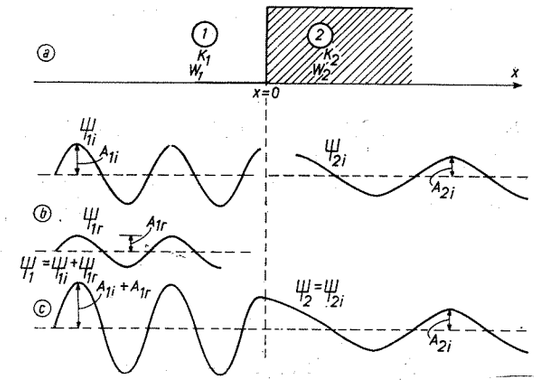


Fig. 1.9

riaţii brusce. Considerăm că electronii se deplasează de la stînga la dreapta şi întîlnesc bariera energetică de înălţime W_2 (fig. 1.9 *a*). În funcţie de raportul dintre energia cinetică şi cea potenţială distingem trei cazuri.

1. Energia totală a electronilor este mai mare decît înălțimea barierei energetice, $W - W_2 > 0$.

În cazul fasciculului monoenergetic dependența de timp a funcției de undă este dată de relația (1.26); pentru găsirea funcției de amplitudine $\psi(x)$ care să satisfacă (1.18) scriem ecuația Schrödinger pentru cele două regiuni

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W\psi = 0 \qquad (-\infty < x \leqslant 0), \tag{1.32}$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - W_2)\psi = 0 \qquad (0 \leqslant x < \infty). \tag{1.33}$$

Soluția ecuației (1.32) pentru regiunea 1 este de forma (1.23) pe care o scriem puțin schimbat

$$\psi(x) = A_1 e^{jk_1 x} + A_1' e^{-jk_1 x}, \tag{1.34}$$

unde

$$k_1 = \frac{1}{\hbar} (2mW)^{1/2}. \tag{1.35}$$

Funcția de undă totală în regiunea 1 va fi

$$\Psi_1 = A_{1i} e^{j(k_1 x - \omega t)} + A_{1r} e^{j(-k_1 x - \omega t)} = \Psi_{1i}(x, t) + \Psi_{1r}(x, t), \tag{1.36}$$

conținînd o undă incidentă Ψ_{1i} și o undă reflectată de bariera energetică Ψ_{1r} care se propagă de la dreapta spre stînga.

Fiind dat că în regiunea 2 vor exista numai unde ce se propagă spre dreapta soluția ecuației (1.33) se scrie sub forma

$$\psi(x) = A_2 e^{jk_2 x}, \tag{1.37}$$

unde

$$k_2 = \frac{1}{\hbar} [2m(W - W_2)]^{1/2}, \tag{1.38}$$

iar funcția undei transmise în regiunea 2 are expresia

$$\Psi_2 = \Psi_{2i}(x, t) = A_{2i} e^{j(k_2 x - \omega t)}. \tag{1.39}$$

Pentru determinarea constantelor de integrare A_{1i}, A_{1r}, A_{2i} se pun anumite condiții funcției Ψ astfel încît $\Psi\Psi^*$ să aibă semnificația fizică a unei densități de probabilitate. Probabilitatea $\Psi\Psi^* dx$ este finită și univoc determinată dacă Ψ și derivatele sale în raport cu coordonatele spațiale sînt finite, continue și univoce în toate punctele din spațiu unde W_p este finit. Condițiile de continuitate în punctul $x = 0$ se scriu

$$\Psi_{1i}(0, t) + \Psi_{1r}(0, t) = \Psi_{2i}(0, t), \tag{1.40}$$

$$\left.\frac{\partial \Psi_{1i}}{\partial x}\right|_{x=0} + \left.\frac{\partial \Psi_{1r}}{\partial x}\right|_{x=0} = \left.\frac{\partial \Psi_{2i}}{\partial x}\right|_{x=0}, \tag{1.41}$$

de unde rezultă

$$\left.\begin{aligned} A_{1i} + A_{1r} &= A_{2i}, \\ k_1(A_{1i} - A_{1r}) &= k_2 A_{2i}. \end{aligned}\right\} \tag{1.42}$$

Din (1.42) scoatem

$$A_{1r} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} A_{1i}, \tag{1.43}$$

$$A_{2i} = \frac{2k_1}{k_1 + k_2} A_{1i}. \tag{1.44}$$

Cantitățile $A_{1i}A_{1i}^*$, $A_{1r}A_{1r}^*$, $A_{2i}A_{2i}^*$ sînt proporționale cu numărul electronilor din fasciculul incident, reflectat și transmis în regiunea 2.

Raportul dintre numărul electronilor reflectați și numărul electronilor incidenți reprezintă coeficientul de reflexie

$$R = \frac{A_{1r}A_{1r}^*}{A_{1i}A_{1i}^*} = \frac{|A_{1r}|^2}{|A_{1i}|^2} = \frac{(k_1 - k_2)^2}{(k_1 + k_2)^2}. \tag{1.45}$$

Pentru determinarea coeficientului de transmisie D, definit ca raportul dintre numărul electronilor transmiși în regiunea 2 și numărul electronilor incidenți, trebuie să ținem seama și de vitezele electronilor în cele două regiuni.

Intensitatea fasciculului electronic este dată de numărul electronilor ce străbat o secțiune egală cu unitatea în unitatea de timp prin urmare trebuie luate în considerație vitezele electronilor și numărul de electroni pe unitatea de volum. Vitezele electronilor în cele două regiuni sînt

$$v_1 = \frac{\hbar k_1}{m}; \qquad v_2 = \frac{\hbar k_2}{m}, \tag{1.46}$$

deci coeficientul de transmisie are expresia

$$D = \frac{v_2}{v_1}\frac{A_{2i}A_{2i}^*}{A_{1i}A_{1i}^*} = \frac{k_2}{k_1}\frac{4k_1^2}{(k_1+k_2)^2} = \frac{4k_1k_2}{(k_1+k_2)^2}. \tag{1.47}$$

Conform legii conservării particulelor $R + D = 1$.

2. Energia totală a electronilor este mai mică decît înălțimea barierei energetice, $W - W_2 < 0$

Trebuie precizat că W_2 nu este infinit mare în raport cu energia cinetică a electronilor.

Ecuațiile Schrödinger rămîn aceleași ca în cazul precedent (1.32) și (1.33); de asemenea rămîne neschimbată și soluția pentru regiunea 1. Pentru regiunea 2 soluția are forma (1.37) însă k_2 este o mărime imaginară

$$k_2 = \mathrm{j}k_2^0; \qquad k_2^0 = \frac{1}{\hbar}[2m(W_2 - W)]^{1/2}. \tag{1.48}$$

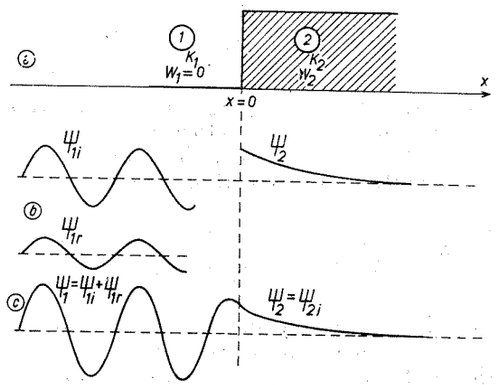


Fig. 1.10

Funcția de undă completă

$$\Psi_2 = \Psi_{2i}(x, t) = A_{2i}\,\mathrm{e}^{-k_2^0 x}\cdot\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}, \tag{1.49}$$

reprezintă o undă exponențial atenuată cu distanța (fig. 1.10).

Din condițiile de continuitate pentru Ψ și $\partial\Psi/\partial x$ în punctul $x = 0$, se obține

$$A_{1r} = \frac{k_1 - \mathrm{j}k_2^0}{k_1 + \mathrm{j}k_2^0}A_{1i}, \tag{1.50}$$

$$A_{2i} = \frac{2k_{1i}}{k_1 + \mathrm{j}k_2^0}A_{1i}. \tag{1.51}$$

Fiind dat că amplitudinea undei scade exponențial cu distanța, probabilitatea găsirii electronilor la distanțe apreciabile de barieră este practic nulă, astfel se poate considera că are loc o reflexie totală a fasciculului de electroni. Acest caz corespunde comportării clasice a electronilor la suprafața metalelor.

3. Energia totală a electronilor este mai mică decît înălțimea barierei energetice $W < W_2$, dar bariera energetică are lățimea finită x_0 (fig. 1.11)

În regiunea 1 rămîne valabilă expresia (1.36) a funcției de undă. În regiunea 2 datorită faptului că la suprafața $x = x_0$ au loc reflexii, funcția de undă are expresia

$$\Psi_2 = A_{2i}\,\mathrm{e}^{-k_2^0 x}\cdot\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t} + A_{2r}\,\mathrm{e}^{k_2^0 x}\cdot\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}. \tag{1.52}$$

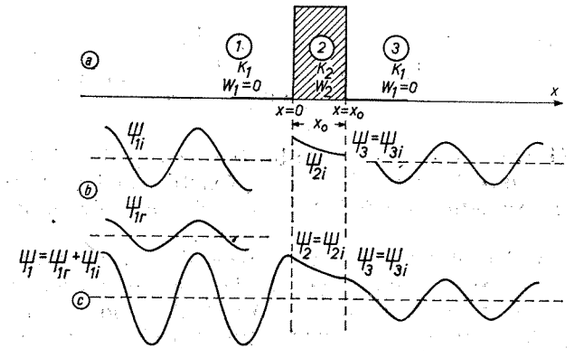


Fig. 1.11

În regiunea 3 funcția de undă are expresia generală

$$\Psi_3 = A_{3i}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(k_1 x - \omega t)} + A_{3r}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(-k_2 x - \omega t)}, \tag{1.53}$$

dar întrucît unda se propagă numai de la stînga spre dreapta, $A_{3r} = 0$, deci

$$\Psi_3 = A_{3i}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(k_1 x - \omega t)}. \tag{1.54}$$

Fiind dat că lărgimea barierei energetice este mică, unda nu este total atenuată în regiunea 2, prin urmare în regiunea 3 vor exista unde progresive (1.54) de amplitudine finită, diferită de zero; rezultă că în regiunea 3 vor exista electroni proveniți din regiunea 1.

Pentru calculul coeficientului de transmisie general D_{13}, trebuie determinate constantele de integrare A_{1i}, A_{1r}, A_{2i}, A_{2r}, A_{3i} din condițiile de continuitate pentru Ψ și $\partial\Psi/\partial x$ în punctele $x = 0$ și $x = x_0$. Rezultă

$$\left.\begin{aligned} &A_{1i} + A_{1r} = A_{2i} + A_{2r},\\ &A_{2i}e^{-k_2^0 x_0} + A_{2r}e^{k_2^0 x_0} = A_{3i}\,e^{4k_1 x_0},\\ &jk_1(A_{1i} - A_{1r}) = k_2^0(-A_{2i} + A_{2r}),\\ &-k_2^0 A_{2i}\,e^{-k_2^0 k_0} + k_2^0 A_{2r}\,e^{k_2^0 x_0} = jk_1 A_{3i}e^{jk_1 x_1}. \end{aligned}\right\} \qquad (1.55)$$

Rezolvăm sistemul (1.55) exprimînd pe A_{3i} în funcție de A_{1i}

$$A_{3i} = \frac{A_{1i}}{\exp\{jk_1 x_0\}\left[\operatorname{ch} k_2^0 x_0 + \frac{1}{2}\left(\frac{k_2^0}{k_1} - \frac{k_1}{k_2^0}\right)\operatorname{sh} k_2^0 x_0\right]}. \qquad (1.56)$$

Avînd în vedere că în regiunile 1 și 3 vitezele electronilor sînt egale, coeficientul global de transmisie este

$$D_{13} = \frac{A_{3i}A_{3i}^*}{A_{1i}A_{1i}^*} = \frac{1}{1 + \dfrac{W_2^2}{4W(W_2 - W)}\operatorname{sh}^2 k_2^0 x_0}. \qquad (1.57)$$

Relația (1.57) arată că D_{13} scade foarte repede odată cu creșterea lui x_0, deoarece sinusul hiperbolic crește foarte rapid în funcție de argumentul x_0; de asemenea coeficientul D_{13} depinde de înălțimea barierei energetice W_2.

În regiunea 3 electronii vor avea aceeași energie totală ca în regiunea 1, prin urmare se vor plasa pe nivele a căror energie este egală cu energia nivelelor de pe care au plecat. Acest efect poartă numele de *efect tunel*, fiind precizat teoretic în jurul anului 1928. Este cunoscut că în conformitate cu principiile mecanicii newtoniene trecerea particulelor peste o barieră energetică mai mare decît energia lor cinetică, este imposibilă.

Fenomenul de *tunelare cuantică* a unei bariere energetice este prezent în toate procesele de contact în solide și emisii de particule.

Pentru aprofundarea chestiunilor teoretice și a unor aspecte aplicative, cititorul poate consulta excelenta monografie [18] apărută sub redacția lui Burstein și Lundquist.

I.3.4. Electronul în groapa de energie potențială

Comportarea electronilor în solide este echivalentă cu mișcarea electronului în prezența unei energii potențiale $W_p = W_0$ (teoria Drude-Lorentz).

În acest caz energia electronului poate lua orice valori între W_p și $+\infty$ (fig. 1.8 *b*). Deși a explicat satisfăcător unele proprietăți electrice ale metalelor, teoria Drude-Lorentz n-a putut explica alte proprietăți cum ar fi căldura specifică, fenomene de contact etc.

Un pas înainte a fost făcut de Sommerfeld (1928) care a aplicat teoria cuantică și statistica Fermi-Dirac la studiul gazului electronic. Conform teoriei lui Sommerfeld singura acțiune a ionilor din rețeaua cristalină este de a neutraliza sarcina electrică a electronilor, astfel încît să putem considera că electronii din metal nu interacționează între ei și se găsesc într-o groapă de energie potențială.

Considerăm mișcarea electronului într-o groapă de energie potențială a cărei înălțime W_0 este mult mai mare decît energia totală $W_0 \gg W$ (fig. 1.12 *a*). În intervalul $0 \leqslant x \leqslant L$ electronul se mișcă liber însă la marginile intervalului acționează forțe conservative puternice

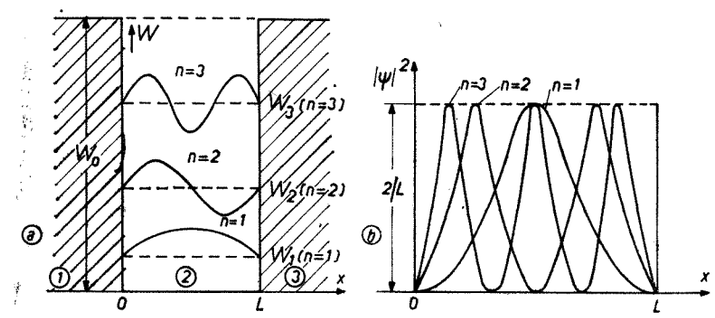


Fig. 1.12

($W_0 \gg W$) astfel încît electronul este reflectat de pereții gropii de potențial. Prin urmare putem presupune că în regiunile 1 și 3 undele sînt puternic amortizate și nu pot fi decelați electroni.

În regiunea 2 ecuația Schrödinger staționară are forma (1.22)

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}W\psi = 0 \qquad (0 \leqslant x \leqslant L), \qquad (1.58)$$

a cărei soluție se scrie

$$\psi(x) = A_2 e^{jkx} + A_2' e^{-jkx} = A\sin kx + B\cos kx, \qquad (1.59)$$

unde

$$k = \frac{1}{\hbar}(2mW)^{1/2}. \tag{1.60}$$

Fiind dat că la limitele intervalului electronul este reflectat adică viteza sa este zero, rezultă că şi funcţia $\psi(x)$ este zero obţinînd astfel condiţiile de limită

$$\psi(0) = 0, \tag{1.61}$$

$$\psi(L) = 0. \tag{1.62}$$

Din condiţia (1.61) rezultă $B = 0$, deci trebuie păstrat numai termenul în sinus

$$\psi(x) = A \sin kx; \tag{1.63}$$

din condiţia (1.62) rezultă că numărul de undă are valori cuantizate

$$k = \pm\left(\frac{\pi}{L}\right)n. \tag{1.64}$$

Avînd în vedere relaţia (1.60) rezultă că ecuaţia Schrödinger staţionară va avea soluţii acceptabile numai pentru anumite valori discrete ale energiei electronului

$$W_n = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 n^2, \tag{1.65}$$

numite *valori proprii*. În cazul gropii de potenţial de înălţime infinită $W_0 \gg W$ valorile proprii sînt date de (1.65) unde n este numărul cuantic principal.

Corespunzător fiecărei valori proprii avem o funcţie proprie

$$\psi_n = A_n \sin\left(\frac{\pi}{L}\right)nx \tag{1.66}$$

Din condiţia de normare (1.11) se poate obţine valoarea coeficientului A

$$\int_0^L \psi\psi^* \, dx = \int_0^L AA^* \sin^2\left(\frac{\pi}{L}\right)nx \, dx = \frac{A^2 L}{2} = 1, \tag{1.67}$$

deci $A = (2/L)^{1/2}$. Expresia normată a funcţiilor proprii devine

$$\psi_n = (2/L)^{1/2} \sin\left(\frac{\pi}{L}\right)nx, \tag{1.68}$$

expresie analoagă cu ecuaţia unei corzi vibrante de lungime L, fixată pe capete. În figura 1.12 *a* sînt arătate trei funcţii proprii corespunzătoare valorilor proprii ale energiei W_1, W_2 şi W_3; sînt unde staţionare la care faza rămîne neschimbată în funcţie de coordonate. Densitatea de probabilitate are expresia

$$\psi\psi^* = \left(\frac{2}{L}\right)\sin^2\left(\frac{\pi}{L}\right)nx, \tag{1.69}$$

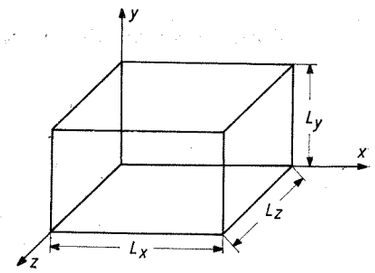


Fig. 1.13

fiind reprezentată grafic în figura 1.12 *b* pentru trei valori ale lui n. Din figură se constată că probabilitatea de decelare a electronului într-un interval dx este mai mare în porţiunile dinspre centrul gropii de potenţial; odată cu creşterea numărului cuantic n, ψ oscilează mai repede şi probabilitatea de găsire a electronului într-un interval dx este mai uniform repartizată pe intervalul L. Densitatea de probabilitate $|\psi|^2$ nu depinde de semnul lui n prin urmare numerele cuantice negative pot fi neglijate. Referindu-ne la modelul tridimensional considerăm o groapă de potenţial paralelipipedică avînd laturile L_x, L_y, L_z (fig. 1.13). În interiorul gropii energia potenţială este zero iar în afara sa este infinit mare.

Ecuaţia Schrödinger independentă de timp este

$$\nabla^2 \psi_{(r)} + \frac{2m}{\hbar^2} W \psi_{(r)} = 0, \tag{1.70}$$

a cărei soluţie generală are forma

$$\psi_{(r)} = A_1 e^{jkr}. \tag{1.71}$$

Punînd condiţii la limită analoge cu (1.61), (1.62)

$$\left.\begin{aligned} \psi_{(0,\,y,\,z)} &= 0, & \psi_{(L_x,\,y,\,z)} &= 0, \\ \psi_{(x,\,0,\,z)} &= 0, & \psi_{(x,\,L_y,\,z)} &= 0, \\ \psi_{(x,\,y,\,0)} &= 0, & \psi_{(x,\,y,\,L_z)} &= 0, \end{aligned}\right\} \tag{1.72}$$

se obţin valorile proprii ale funcţiei $\psi_{(r)}$

$$\psi_n = A \sin k_x x \cdot \sin k_y y \cdot \sin k_z z, \tag{1.73}$$

unde valorile cuantizate ale numerelor de undă au forma

$$k_x = \pi n_x / L_x\,;\; k_y = \pi n_y / L_y\,;\; k_z = \pi n / L_z \quad (n_x, n_y, n_z = 1, 2, 3, \ldots), \tag{1.74}$$

iar $A = (8/L_x L_y L_z)^{1/2}$.

Valorile proprii ale energiei sînt

$$W_n = \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2), \tag{1.75 a}$$

sau

$$W_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m}\left(\frac{n_x^2}{L_x^2} + \frac{n_y^2}{L_y^2} + \frac{n_z^2}{L_z^2}\right). \tag{1.75 b}$$

Presupunînd groapa de formă cubică, $L_x = L_y = L_z = L$, nivelul energetic fundamental are valoarea $W_{111} = 3\hbar^2\pi^2/2mL^2$. Nivelului energetic următor $W = 6\hbar^2\pi^2/2mL^2$ îi corespund trei funcţii proprii ($n_x = 2$, $n_y = n_z = 1$; $n_x = n_z = 1$, $n_y = 2$; $n_x = n_y = 1$, $n_z = 2$) deci primul nivel excitat este *triplu degenerat.*

I.3.5. Mişcarea electronilor într-un potenţial periodic (teoria Bloch-Brillouin)

Datorită faptului că în solide ionii (atomii) sînt dispuşi într-o reţea spaţială periodică, potenţialul prezintă o variaţie periodică. Studiul riguros al mişcării electronilor în potenţialul periodic al unui solid real este foarte complicat întrucît asupra electronului considerat, afară de energia potenţială acţionează şi restul electronilor, iar reţeaua cristalină poate avea vibraţii făcînd să apară forţe dependente de timp.

În vederea simplificării problemei se presupune că electronul se mişcă într-un potenţial strict periodic şi se neglijează influenţele reciproce între electroni. Variaţia energiei potenţiale pentru cazul unidimensional este arătată în figura 1.14 *a*; această variaţie este relativ complicată şi pentru simplificarea substanţială a calculelor se utilizează modelul *în creneluri* (fig. 1.14 *b*) propus de Kronig şi Penney. Fiecărui ion din reţea îi corespunde o groapă de potenţial de formă rectangulară şi de înălţime W_0 finită (comparabilă cu energia totală a electronilor): în intervalul $0 \leqslant x \leqslant a$ $W_p = 0$, în intervalul $-b \leqslant x \leqslant 0$ $W_p = W_0$. Spre deosebire de cazul descris în paragraful I.3.4, unde electronul se

afla într-o groapă de potenţial de înălţime foarte mare ($W_0 \gg W$), iar undele asociate (1.88) erau unde staţionare din cauza anulării lor la limitele intervalului, în cazul modelului Kronig-Penney condiţiile la limită au un caracter periodic

$$\psi_{(x+L)} = \psi_{(x)} \qquad (L = a + b). \tag{1.76}$$

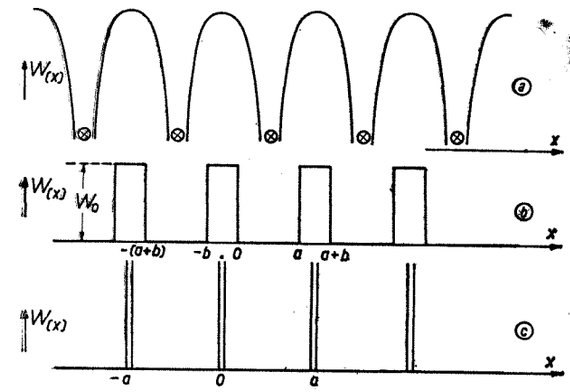


Fig. 1.14

Valorile numărului de undă care satisfac (1.76) sînt

$$k = \pm\left(\frac{2\pi}{L}\right)n \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots). \tag{1.77}$$

Condiţiile la limită periodice reflectă mai bine natura de undă progresivă a undelor asociate electronilor.

Ecuaţia Schrödinger independentă de timp pentru un electron ce se mişcă în potenţialul periodic (fig. 1.14 *b*) se scrie

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}W\psi = 0 \qquad (0 \leqslant x \leqslant a), \tag{1.78}$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(W - W_0)\,\psi = 0 \qquad (-b \leqslant x \leqslant 0). \tag{1.79}$$

Conform unei teoreme a lui Bloch, în cazul mişcării electronului într-un potenţial periodic, soluţia sistemului (1.78), (1.79) este de forma

$$\psi_{(x)} = u_k(x) \cdot e^{ikx}, \tag{1.80}$$

unde k este numărul de undă iar $u_k(x)$ este o funcție periodică, avînd periodicitatea rețelei

$$u_k(x) = u_k(x + L) = u_k(x + nL). \tag{1.81}$$

Funcția Bloch (1.80) diferă de soluția clasică (1.23) a electronului liber prin funcția periodică $u_k(x)$; dacă în (1.80) se include și termenul dependent de timp se obțin unde progresive modulate cu periodicitatea rețelei.

Introducînd (1.80) în ecuațiile (1.78), (1.79) se obțin următoarele ecuații în $u_k(x)$

$$\frac{\mathrm{d}^2u}{\mathrm{d}x^2} + 2\mathrm{j}k\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x} - (k^2 - \alpha^2)\,u = 0, \tag{1.82}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2u}{\mathrm{d}x^2} + 2\mathrm{j}k\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x} - (k^2 + \beta^2)\,u = 0, \tag{1.83}$$

unde

$$\alpha = \frac{1}{\hbar}(2mW)^{1/2}; \qquad \beta = \frac{1}{\hbar}[2m(W_0 - W)]^{1/2}. \tag{1.84}$$

Soluțiile ecuațiilor (1.82), (1.83) sînt

$$\left.\begin{aligned} u_a &= A_1\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\alpha-k)x} + A_2\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(\alpha+k)x},\\ u_b &= B_1\,\mathrm{e}^{(\beta-\mathrm{j}k)x} + B_2\,\mathrm{e}^{-(\beta+\mathrm{j}k)x}. \end{aligned}\right\} \tag{1.85}$$

Constantele de integrare se determină din condițiile de continuitate în punctul $x = 0$ și din condițiile de periodicitate ale lui u și $\partial u/\partial x$. Se obține un sistem de patru ecuații cu patru necunoscute A_1, A_2, B_1, B_2

$$\left\{\begin{aligned} &A_1 + A_2 = B_1 + B_2,\\ &\mathrm{j}A_1(\alpha - k) - \mathrm{j}A_2(\alpha + k) = B_1(\beta - \mathrm{j}k) + B_2(-\beta - \mathrm{j}k),\\ &A_1\exp\{aj(\alpha-k)\} + A_2\exp\{-aj(\alpha+k)\} = B_1\exp\{-b(\beta-\mathrm{j}k)\} +\\ &+ B_2\exp\{-b(-\beta-\mathrm{j}k)\},\\ &\mathrm{j}A_1(\alpha - k)\exp\{aj(\alpha-k)\} - \mathrm{j}A_2(\alpha+k)\exp\{-aj(\alpha+k)\} =\\ &= B_1(\beta-\mathrm{j}k)\exp\{-b(\beta-\mathrm{j}k)\} + B_2(-\beta-\mathrm{j}k)\exp\{-b(-\beta-\mathrm{j}k)\}. \end{aligned}\right. \tag{1.86}$$

Sistemul (1.86) este compatibil atunci cînd determinantul este egal cu zero. Din această condiție se obține ecuația

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta}\,\mathrm{sh}\,\beta b\,\sin\alpha a + \mathrm{ch}\,\beta b\,\cos\alpha a = \cos(a + b)\,k. \tag{1.87}$$

Pentru simplificarea acestei ecuații Kronig și Penney introduc modelul unei energii potențiale de tip delta (fig. 1.14 *c*), care se obține din figura 1.14 *b* făcînd $b \to 0$ și $W_0 \to \infty$ astfel încît produsul (bW_0), numit rigiditatea barierei, să rămînă constant. Astfel electronul se mișcă într-un potențial care constă dintr-o succesiune de gropi de potențial separate prin bariere de grosime infinit mică și înălțime infinit mare.

În aceste condiții ecuația (1.87) devine

$$\frac{P}{a\alpha}\sin a\alpha + \cos a\alpha = \cos ak, \tag{1.88}$$

unde

$$P = \lim_{\substack{b\to 0\\ W_0\to\infty}} \frac{am}{\hbar^2}(bW_0). \tag{1.89}$$

Ecuația transcedentală (1.88) trebuie să aibă soluții în α astfel încît (1.80) să existe; soluția se caută grafic în felul următor. Se reprezintă grafic membrul stîng

$$X_{(a\alpha)} = \frac{P}{a\alpha}\sin a\alpha + \cos a\alpha, \tag{1.90}$$

pentru o valoare arbitrară a lui P (fig. 1.15). Fiind dat că se caută soluții de tip Bloch (1.80) pentru ecuațiile (1.78) și (1.79), adică unde progresive avînd densitate de probabilitate uniformă, ne interesează numai valorile reale ale numărului de undă k, pentru care membrul drept al ecuației (1.88) poate lua valori cuprinse între $+1$ și -1. Rezultă că sînt permise numai acele valori $a\alpha$ pentru care $X_{(a\alpha)}$ variază în limitele ± 1; gamele de valori permise pentru $a\alpha$ sînt marcate în figura 1.15 cu linii groase, și avînd în vedere relația (1.84), adică $W = \alpha^2\hbar^2/2m$, ele corespund valorilor permise ale energiei. Rezultă că spectrul energetic al electronului constă dintr-o serie de zone permise separate prin zone interzise.

Precizînd că P constituie o măsură a rigidității barierei (bW_0), adică a energiei de legătură dintre electron și atom (ion), se pot face unele considerații asupra valorii sale:

a) dacă P este mare ($P \to \infty$), rigiditatea barierei este mare și electronul este localizat în groapa de potențial din jurul nucleului; ecuația (1.88) are soluții numai pentru

$$\alpha = \pm\left(\frac{\pi}{a}\right) n \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots), \tag{1.91}$$

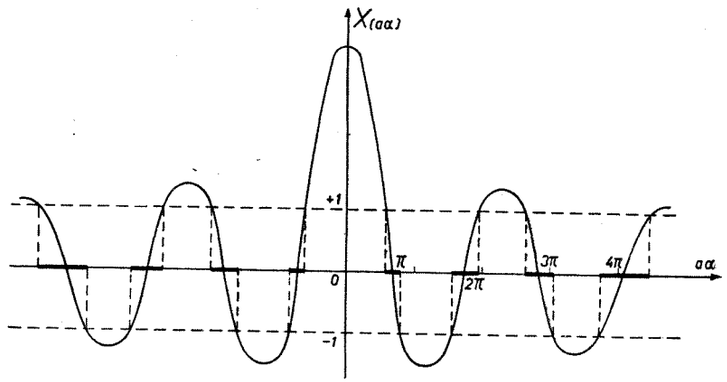


Fig. 1.15

relație analogă cu (1.64). Rezultă că energia electronului poate lua numai valori discrete

$$W = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 n^2; \tag{1.92}$$

b) dacă P este mic ($P \to 0$), se poate presupune că nu există bariere de potențial și electronul se mișcă în spațiul liber; din ecuația (1.88) rezultă $\cos a\alpha = \cos ak$, deci $\alpha = k$ și energia variază continuu între 0 și $+\infty$.

I.3.6. Zone Brillouin

a) Cazul unidimensional

Din aliniatul precedent este cunoscut că în solide electronul se mișcă într-un potențial periodic, comportarea sa în regim staționar fiind descrisă de funcții Bloch. Electronul nu este nici complet liber nici complet fixat într-o groapă de potențial; proprietățile sale pot fi deduse din relația energie-moment (energie-număr de undă). În acest scop se iau în considerație valorile lui k pentru care au loc discontinuități ale energiei; discontinuitățile survin ori de cîte ori $\cos ak$ ia valoarea maximă adică

$$\cos ak = \pm 1; \qquad k = \pm\frac{n\pi}{a}. \tag{1.93}$$

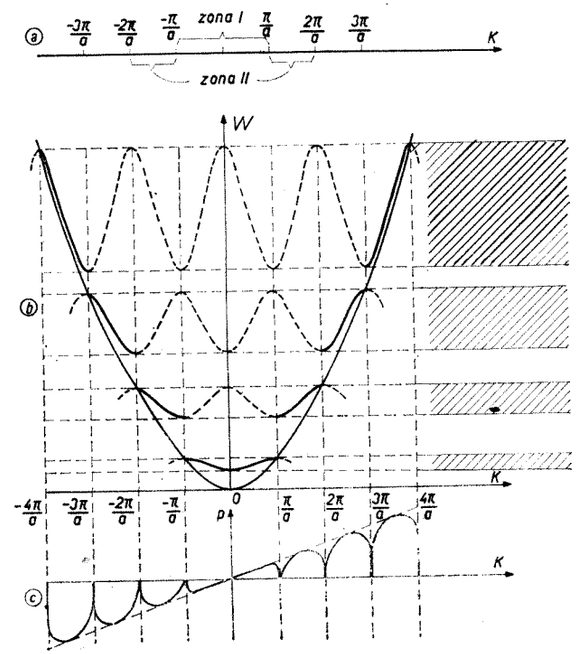


Fig. 1.16

Mici variații ale lui k în jurul valorii (1.93) cauzează salturi bruște ale energiei electronului de la marginea superioară a unei zone permise pînă la marginea inferioară a zonei permise următoare. Intervalul de valori ale lui k cuprinse între $-\frac{\pi}{a} \leqslant k \leqslant \frac{\pi}{a}$ în care energia nu prezintă discontinuități reprezintă *prima zonă Brillouin* în modelul unidimensional (fig. 1.16 *a*); intervalul de valori ale lui k cuprinse între $-\frac{2\pi}{a} \leqslant k \leqslant -\frac{\pi}{a}$ și $\frac{\pi}{a} \leqslant k \leqslant \frac{2\pi}{a}$ reprezintă *a doua zonă Brillouin* etc.

Variația energiei în funcție de k în interiorul unei zone Brillouin se poate deduce din relația (1.88), fiind dat că α este determinat de W (1.84). Relația analitică între W și k este foarte complicată (relație de dispersie) de aceea în practică se reprezintă grafic $W = f(k)$ pentru valori fixate ale lui P (fig. 1.16 *b*). Din figură se observă că în zonele superioare lărgimea zonelor permise crește iar variația energiei în limitele zonelor Brillouin se apropie tot mai mult de parabola punctată ce reprezintă variația energiei în spațiul k pentru electronii liberi. Acest lucru este fizic explicabil pentru că odată cu creșterea lui k crește energia totală a electronului și este mai puțin afectat de potențialul periodic. În figura 1.16 *c* se arată variația momentului electronului p în funcție de k: la limitele zonelor momentul ia valoarea zero întrucît au loc reflexii totale ale undei asociate electronului (viteza de grup devine zero).

Referitor la variația energiei în limitele unei zone permise se pot face următoarele precizări. În cazul valorilor relativ mari ale lui P, $a\alpha$ diferă foarte puțin de $n\pi$ (la limită sînt egale (1.91)) deci se poate scrie $a\alpha = n\pi + \delta$ cu $\delta \ll 1$. În aceste condiții $\cos a\alpha \to (-1)^n$, $\sin a\alpha \to (-1)^n \delta$; introducînd aceste valori în (1.88), se obține

$$\frac{P}{n\pi}(-1)^n \delta + (-1)^n = \cos ak, \tag{1.94}$$

de unde

$$-\delta = \frac{n\pi}{P}[1 - (-1)^n \cos ak], \tag{1.95}$$

deci

$$a\alpha = n\pi + \delta = n\pi \left\{1 - \frac{1}{P}[1 - (-1)^n \cos ak]\right\}. \tag{1.96}$$

Luînd în considerație că al doilea termen din paranteză este foarte mic

$$\alpha^2 = \frac{n^2\pi^2}{a^2}\left[1 - \frac{2}{P} + \frac{2}{P}(-1)^n \cos ak\right] \tag{1.97}$$

și conform cu (1.84)

$$W = \frac{\hbar^2}{2m}\alpha^2 = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2ma^2}\left[1 - \frac{2}{P} + \frac{2}{P}(-1)^n \cos ak\right] =$$

$$= A_n + (-1)^n B_n \cos ak. \tag{1.98}$$

Periodicitatea energiei în limitele unei zone permise rezultă direct din (1.88) unde înlocuind pe k cu $k \pm n\left(\frac{2\pi}{a}\right)$ termenul drept rămîne neschimbat.

b) Cazul bidimensional

Mișcarea electronului în rețeaua bidimensională poate fi descrisă prin utilizarea numărului de undă $\boldsymbol{k}$ măsurat pe direcția de propagare a undei, care poate fi analizat după componentele sale k_x și k_y. Pentru identificarea *primei zone Brillouin* considerăm că pe axa x limitele zonei sînt date de $k_x = \pm \pi/a$ iar pe axa y sînt date de $k_y = \pm \pi/a$ (fig. 1.17): prima zonă este limitată de dreptele ce trec prin punctele $ABCD$.

Condiția de discontinuitate a energiei (1.93) devine

$$k_x n_1 + k_y n_2 = \frac{\pi}{a}(n_1^2 + n_2^2), \tag{1.99}$$

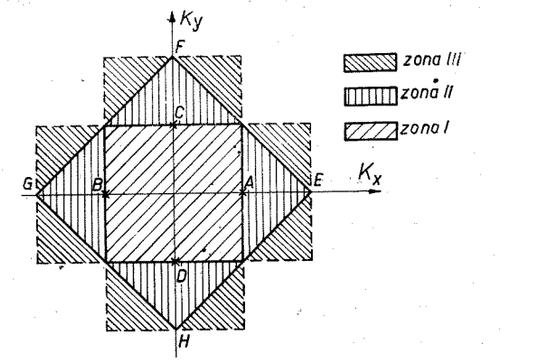


Fig. 1.17

unde n_1, n_2 sînt întregi care pentru delimitarea primei zone Brillouin vor lua pe rînd valorile 0 sau ± 1; astfel $n_1 = \pm 1$, $n_2 = 0$ dă $k_x = \pm \frac{\pi}{a}$ iar $n_1 = 0$, $n_2 = \pm 1$ dă $k_y = \pm \frac{\pi}{a}$.

Pentru delimitarea celei de a doua zone Brillouin n_1 şi n_2 iau pe rînd sau concomitent valorile $n_1 = \pm 1$, $n_2 = \pm 1$. Se obţin astfel patru drepte înclinate la 45° faţă de axele k_x şi k_y

$$\begin{aligned} n_1 &= 1, \; n_2 = 1 \rightarrow \quad k_x + k_y = 2\pi/a \quad (EF), \\ n_1 &= -1, \; n_2 = 1 \rightarrow \quad k_x + k_y = 2\pi/a \quad (FG), \\ n_1 &= 1, \; n_2 = -1 \rightarrow \quad k_x - k_y = 2\pi/a \quad (EH), \\ n_1 &= -1, \; n_2 = -1 \rightarrow -k_x - k_y = 2\pi/a \quad (GH). \end{aligned} \tag{1.100}$$

A doua zonă Brillouin este cuprinsă între pătratele $ABCD$ şi $EFGH$. A treia zonă Brillouin se obţine dînd lui n_1 şi n_2 valorile 0, ± 1, ± 2.

c) Cazul tridimensional

Solidele cristalizează în diferite sisteme formînd reţele cristaline spaţiale care sînt clasificate după proprietăţile de simetrie. Bravais a arătat că sînt suficiente 14 clase de reţele pentru a caracteriza orice sistem de cristalizare natural. Orice cristal este caracterizat prin trei vectori fundamentali $\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{b}$, $\boldsymbol{c}$, astfel încît configuraţia atomilor ne apare identică în două puncte separate prin vectorul de translaţie

$$\boldsymbol{T} = l\boldsymbol{a} + m\boldsymbol{b} + n\boldsymbol{c}, \tag{1.101}$$

unde l, m, n sînt întregi.

Fiecare cristal are un aranjament elementar, *bază*, care se repetă de un anumit număr de ori în sistemul cristalin dat. Acest aranjament elementar se poate întinde fie în întreg corpul, *solide cristaline*, fie numai pe porţiuni limitate, *solide amorfe*.

Odată stabiliţi vectorii fundamentali $\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{b}$, $\boldsymbol{c}$, se pot determina uşor poziţia unui punct (atom), direcţia unui vector (axe) şi orientarea unui plan în cristal. Pentru specificarea diferitelor plane în cristale se utilizează indicii Miller $\langle h, k, l \rangle$.

În cazul reţelei cubice simple, determinarea zonelor Brillouin se face cu ajutorul ecuaţiei generalizate

$$k_x n_1 + k_y n_2 + k_z n_3 = \frac{\pi}{a}(n_1^2 + n_2^2 + n_3^2). \tag{1.102}$$

Prima zonă Brillouin este un cub avînd laturile egale cu π/a; zona a doua este formată din piramide pătratice de înălţime π/a aşezate pe cele şase feţe ale cubului etc.

În cazul reţelelor mai complicate, pentru determinarea zonelor Brillouin se pleacă tot de la ecuaţia (1.102) în care pe diferitele direcţii principale ale reţelei se iau constantele respective $\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{b}$, $\boldsymbol{c}$.

I.3.7 Masă efectivă

Pentru caracterizarea mişcării electronului în solid sub influenţa unui cîmp electric extern $\boldsymbol{E}$ se introduce noţiunea de *masă efectivă* în scopul efectuării unei analogii formale cu mişcarea electronilor în spaţiul liber sub influenţa cîmpului $\boldsymbol{E}$. Vom trata mai întîi cazul unidimensional.

a) Masa efectivă a electronilor

În cazul spaţiului liber ($W_p = 0$) viteza electronului este proporţională cu numărul de undă k

$$v = \frac{h}{m\lambda} = \frac{\hbar}{m} k. \tag{1.103}$$

În cazul solidului (W_p are o variaţie periodică) viteza de mişcare a electronului este egală cu viteza de grup a pachetului de unde progresive Bloch ce *piloteză electronul*

$$v = \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k} = \frac{1}{\hbar}\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}k}. \tag{1.104}$$

Dependenţa dintre v şi k este mult mai complicată datorită existenţei zonelor permise şi interzise. În figura 1.18 *a* este reprezentată variaţia energiei în spaţiul k pentru prima zonă permisă din figura 1.16 *b*. Aşa cum rezultă din figura 1.18 *b* viteza devine zero în centrul şi la limitele zonelor Brillouin întrucît $\mathrm{d}W/\mathrm{d}k = 0$ pentru $k = 0$, $\pm n(\pi/a)$.

Atît timp cît nu intervine o forţă exterioară electronul îşi păstrează un timp nelimitat viteza, k este constant. În momentul aplicării cîmpului electric extern E, are loc variaţia vitezei electronului, deci aceştia vor căpăta o anumită acceleraţie

$$a = \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{\hbar}\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}k}\right) = \frac{1}{\hbar}\left(\frac{\mathrm{d}^2W}{\mathrm{d}k^2}\right)\frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}t}. \tag{1.105}$$

Datorită existenţei potenţialului periodic electronul este supus acţiunii unor cîmpuri interne foarte intense, $E \simeq 10^8$ V/cm, astfel încît cîmpul extern nu poate modifica esenţial structura zonelor energetice,

iar comportarea electronului în prezența cîmpului E poate fi studiată pe baza considerațiilor și relațiilor anterioare.

Pentru găsirea raportului $\mathrm{d}k/\mathrm{d}t$ din (1.105) se face următorul raționament. În intervalul de timp $\mathrm{d}t$ acțiunea cîmpului electric E produce o variație a energiei

$$\mathrm{d}W = -eE\,\mathrm{d}l = -eEv\,\mathrm{d}t. \tag{1.106}$$

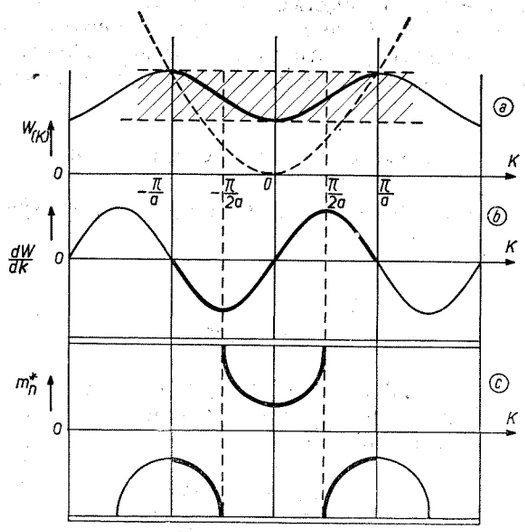


Fig. 1.18

Din (1.104) scoatem valoarea lui $\mathrm{d}W = hv\,\mathrm{d}k$ și egalînd cu (1.106) obținem

$$\frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}t} = -\frac{eE}{\hbar} = \frac{F}{\hbar}. \tag{1.107}$$

Introducem în (1.105) și obținem valoarea accelerației

$$a = \frac{1}{\hbar^2}\left(\frac{\mathrm{d}^2W}{\mathrm{d}k^2}\right)F. \tag{1.108}$$

Comparînd relația (1.108) cu legea II a lui Newton $a = F/m$ constatăm că electronul se comportă în potențialul periodic ca o particulă de sarcină $-\mathrm{e}$ și masă

$$m_n^* = \hbar^2\left(\frac{\mathrm{d}^2W}{\mathrm{d}k^2}\right)^{-1}, \tag{1.109}$$

numită *masă efectivă*.

Așa cum rezultă din figura 1.18 *c* masa efectivă poate avea valori pozitive și negative; este pozitivă în jurul minimelor lui $W(k)$ și este negativă în jurul maximelor lui $W(k)$. Tranziția de la m_n^* pozitivă la m_n^* negativă are loc în punctele de inflexiune ale energiei unde $\mathrm{d}^2W/\mathrm{d}k^2$ trece prin zero.

b) Masa efectivă a golurilor

În majoritatea solidelor există zone permise numai parțial ocupate cu electroni. Dacă în zona respectivă majoritatea stărilor sînt ocupate și numai un număr mic de stări sînt neocupate, este convenabil să se opereze cu stările neocupate. Stările neocupate de electroni pot fi privite ca pachete de unde neocupate, numite goluri. Golurile au sarcina pozitivă și pot lua naștere de exemplu în zona de valență a unui semiconductor intrinsec prin excitarea termică a electronilor care trec în zona de conducție.

Dacă cîmpul exterior E este îndreptat de la dreapta spre stînga, forța ce acționează asupra electronilor este îndreptată spre dreapta și electronii se deplasează spre dreapta (fig. 1.18). Forța ce acționează asupra golurilor este îndreptată spre stînga, astfel pe intervalul $-\pi/2a \leqslant k \leqslant 0$ viteza scade fapt ce corespunde la o masă efectivă negativă a golului m_p^*; pe intervalul $-\pi/a \leqslant k \leqslant -\pi/2a$ viteza crește deci masa efectivă a golului este pozitivă.

Variația masei efective a golului în spațiul k reprezintă imaginea în oglindă a figurei 1.18 *c*.

c) Cazul tridimensional

În cazul rețelei tridimensionale masa efectivă a electronilor poate fi dedusă analog cu cazul unidimensional, ținînd cont că $\boldsymbol{v}$, $\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{E}$ sînt vectori.

Viteza este dată de relația

$$\boldsymbol{v} = \frac{1}{\hbar}\operatorname{grad}_k W(\boldsymbol{k}) = \frac{1}{\hbar}\nabla_k W(\boldsymbol{k}). \tag{1.110}$$

Puterea cedată electronului de cîmpul $\boldsymbol{E}$ în intervalul $\mathrm{d}t$ este

$$\frac{\mathrm{d}W(\boldsymbol{k})}{\mathrm{d}t} = -\mathrm{e}\,\boldsymbol{E}\boldsymbol{v} = \nabla_k W(\boldsymbol{k})\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{k}}{\mathrm{d}t}. \tag{1.111}$$

Din ultimele două relaţii scoatem

$$\frac{d\boldsymbol{k}}{dt} = -\frac{e\boldsymbol{E}}{\hbar}. \tag{1.112}$$

Pentru calculul acceleraţiei diferenţiem în raport cu timpul componentele vitezei; pentru componenta după axa x avem

$$a_x = \frac{dv_x}{dt} = \frac{1}{\hbar}\frac{d}{dt}(\nabla_{k_x} W_{(\boldsymbol{k})}) = \frac{1}{\hbar}\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial W_{(\boldsymbol{k})}}{\partial k_x}\right) = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial}{\partial k_x}\left(\frac{dW_{(\boldsymbol{k})}}{dt}\right), \tag{1.113}$$

şi ţinînd seama de (1.111) şi (1.112) rezultă

$$a_x = -\frac{e}{\hbar^2}\frac{\partial}{\partial k_x}[\nabla_k W_{(\boldsymbol{k})} \cdot \boldsymbol{E}] = -\frac{e}{\hbar^2}\left[\frac{\partial^2 W}{\partial k_x^2}E_x + \frac{\partial^2 W}{\partial k_x \partial k_y}E_y + \frac{\partial^2 W}{\partial k_x \partial k_z}E_z\right]. \tag{1.114}$$

Obţinînd expresii analoge pentru a_y şi a_z se poate scrie expresia vectorului acceleraţie sub forma

$$\boldsymbol{a} = \left[\frac{1}{m^*_{n\eta\xi}}\right](-e\boldsymbol{E}), \tag{1.115}$$

unde $m^*_{n\eta\xi}$ este *tensorul masei efective* a electronului determinat de relaţia

$$\left[\frac{1}{m^*_{n\eta\xi}}\right] = \frac{1}{\hbar^2}\left[\frac{\partial^2 W}{\partial k_\eta \partial k_\xi}\right], \tag{1.116}$$

unde η şi ξ putînd lua valorile x, y, z.

Dacă axele de coordonate coincid cu axele principale ale tensorului masă efectivă (de obicei axele de simetrie ale cristalului) termenii nediagonali se anulează şi din (1.116) obţinem

$$\frac{1}{m^*_{nx}} = \frac{1}{\hbar^2}\frac{\partial^2 W}{\partial k_x^2}; \quad \frac{1}{m^*_{ny}} = \frac{1}{\hbar^2}\frac{\partial^2 W}{\partial k_y^2}; \quad \frac{1}{m^*_{nz}} = \frac{1}{\hbar^2}\frac{\partial^2 W}{\partial k_z^2}, \tag{1.117}$$

iar acceleraţiile devin

$$a_x = -\frac{eE_x}{m^*_{nx}}; \quad a_y = -\frac{eE_y}{m^*_{ny}}; \quad a_z = -\frac{eE_z}{m^*_{nz}}. \tag{1.118}$$

În general acceleraţia electronilor din solid nu coincide cu direcţia cîmpului aplicat, exceptînd cazul cînd $\boldsymbol{E}$ coincide cu una din axele de simetrie ale cristalului.

I.3.8. Curbe şi suprafeţe de energie constantă

Pentru studiul modelului zonal în solide reale se introduce conceptul de suprafeţe de energie constantă în spaţiul k. Suprafaţa de energie constantă ce delimitează volumul din spaţiul k ocupat de electroni la 0°K poartă numele de suprafaţă Fermi (în spaţiul unidimensional avem nivel Fermi iar în spaţiul bidimensional avem contur Fermi). Aceste suprafeţe se construiesc în baza relaţiei dintre energie şi numărul de undă

$$W = \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2). \tag{1.119}$$

Referindu-ne la electronii din spaţiul liber, cazul unidimensional, variaţia funcţiei $W(k)$ este arătată în figura 1.8. În modelul bidimensional curbele de energie constantă reprezintă cercuri de rază $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ în modelul tridimensional suprafeţele de energie constantă reprezintă sfere de rază $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$ iar energia creşte continuu cu raza. De asemenea şi în cazul electronilor din groapa de potenţial de înălţime finită suprafeţele de energie constantă reprezintă sfere centrate pe origine.

În cazul corpurilor solide, unde electronii sînt supuşi acţiunii energiei potenţiale periodice, curbele şi suprafeţele de energie constantă au forme foarte complicate. Calculul exact al funcţiei chiar şi în cazul celor mai simple sisteme de cristalizare constituie o problemă extrem de complicată, fapt pentru care structura zonală a materialelor folosite se determină experimental, calculele teoretice servind doar ca ghid general. Astfel experimental s-au constatat două modificări importante faţă de cazul electronilor din spaţiul liber: a) apar discontinuităţi în variaţia funcţiei $W_{(\boldsymbol{k})}$ şi b) suprafeţele de energie constantă nu mai sînt sfere centrate pe origine ci reprezintă suprafeţe complicate (elipsoizi) centrate pe alte puncte decît originea; forma acestor suprafeţe variază de la cristal la cristal.

Pentru cazul unidimensional variaţia energiei în funcţie de k este arătată în figura 1.16 *b*. Considerăm acum cazul bidimensional. În cazul unei reţele cristaline simple forma curbelor de energie constantă este arătată în figura 1.19 pentru două valori ale energiei de legătură P. În cazul unei legături slabe (fig. 1.19 *a*) în interiorul primei zone Brillouin, curbele de energie constantă reprezintă cercuri care se deformează la limitele zonei unde k_x, $k_y = \pm \pi/a$. În cazul legăturilor puternice (fig. 1.19 *b*) numai pentru valori mici ale lui k (în centrul zonei) curbele reprezintă cercuri; pe măsura apropierii de limitele zonei curbele de ener-

gie constantă se abat vizibil de la cazul electronilor liberi. Din figura 1.19 *b* se observă că curbele de energie constantă pătrund şi în zona a II Brillouin : datorită faptului că la limitele zonei energia prezintă discontinuităţi, şi curbele de energie constantă prezintă discontinuităţi.

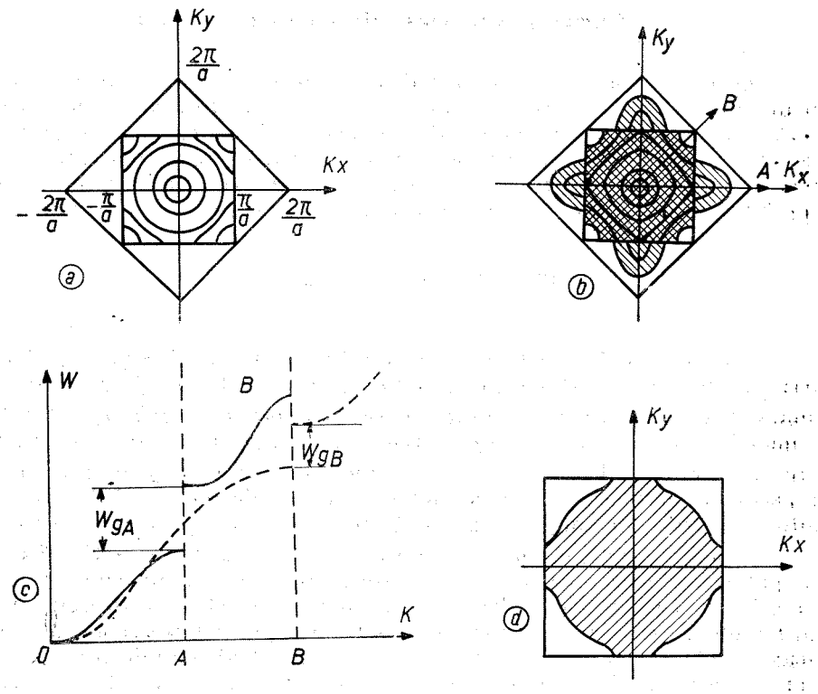


Fig. 1.19

Tot din această figură se poate pune în evidenţă fenomenul important de *suprapunere a zonelor* : energia minimă din zona II este mai mică decît energia maximă din zona I.

Acest lucru devine evident dacă parcurgem zonele Brillouin după două direcţii diferite *A* şi *B*. Variaţia energiei după cele două direcţii este arătată în figura 1.19 *c* unde se constată suprapunerea zonelor : zona interzisă după o direcţie este obturată de zona permisă după altă direcţie.

Pentru corpurile la care nu se constată suprapunerea zonelor, curbele de energie constantă nu trec dintr-o zonă în alta (fig. 1.19 *d*).

În cazul tridimensional suprafeţele de energie constantă reprezintă figuri geometrice complicate ; astfel de figuri pentru Ge, Si, şi GaAs sînt arătate în figura 1.20.

Experimental se studiază variaţia energiei în funcţie de numărul de undă în interiorul zonelor permise pentru diferite axe cristalografice. În figura 1.21 sînt reprezentate structurile zonelor energetice pentru

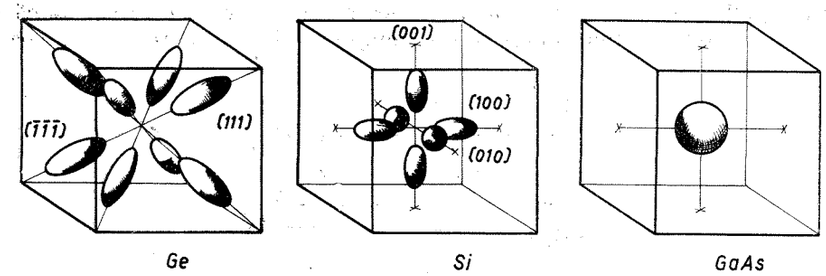


Fig. 1.20

trei materiale semiconductoare larg utilizate Ge, Si şi GaAs după direcţiile ⟨100⟩ şi ⟨111⟩.

În practică se iau în consideraţie numai zonele de conducţie şi valenţă (fig. 1.22 *a*) pentrucă numai aceste zone pot fi parţial ocupate

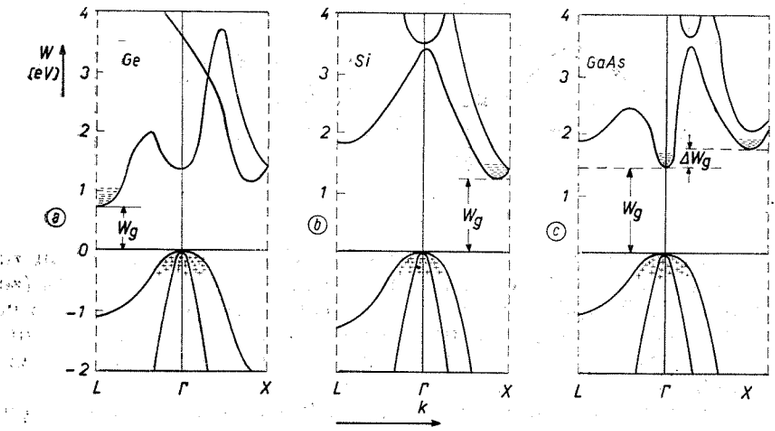


Fig. 1.21

cu purtători (electroni şi goluri). Restul zonelor fiind complet ocupate nu participă la conducţia curentului electric. Acest lucru poate fi explicat în baza figurii 1.22 *b*.

S-a reprezentat ultima zonă ocupată şi prima zonă superioară neocupată. În urma aplicării cîmpului exterior, pentru toţi electronii din

zona plină, k variază cu aceeaşi cantitate (1.107), dar întrucît toate stările sînt ocupate electronii îşi vor schimba doar reciproc poziţiile între ei, în spaţiul k neexistînd o schimbare netă în configuraţia purtătorilor. Adică pentru orice electron accelerat ($m_n^* > 0$) va exista şi un electron frînat ($m_n^* < 0$), iar viteza medie a electronilor este zero. Rezultă că în solidul cu zone complet ocupate sau complet vide nu poate circula curent

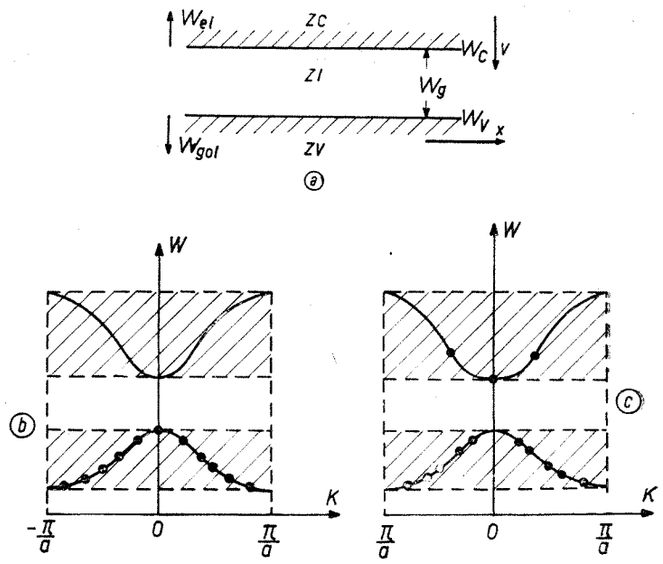


Fig. 1.22

electric. Dacă printr-o metodă oarecare un număr de electroni din zona de valenţă (ultima zonă ocupată) sînt trecuţi în zona superioară (zona de conducţie), prin aplicarea unui cîmp electric are loc o deplasare netă a distribuţiei electronilor, prin urmare vor exista electroni a căror viteză medie este diferită de zero, fapt ce duce la apariţia curentului electric (fig. 1.22 *c*).

Un raţionament analog arată că zonele complet ocupate cu goluri nu participă la conducţia curentului.

I.3.9. Densitatea de stări permise $g(W)$

Pentru a putea determina concentraţia şi distribuţia reală a purtătorilor în zonele permise este necesară cunoaşterea densităţii de stări $g(W)$. Sub formă generală, cînd suprafeţele de energie constantă nu sînt

sfere ci figuri geometrice oarecare, energia variază în spaţiul k conform relaţiei

$$W = \frac{\hbar^2}{2}\left[\frac{k_x^2}{m_{nx}^*} + \frac{k_y^2}{m_{ny}^*} + \frac{k_z^2}{m_{nz}^*}\right], \tag{1.120}$$

iar numărul de undă satisface condiţiile de periodicitate (1.76)

$$k_x = \left(\frac{2\pi}{L_x}\right) n_x; \qquad k_y = \left(\frac{2\pi}{L_y}\right) n_y; \qquad k_z = \left(\frac{2\pi}{L_z}\right) n_z, \tag{1.121}$$

unde L_x, L_y, L_z sînt multipli ai constantelor reţelei tridimensionale a, b, c.

Fiind dată complexitatea calculelor vom evalua numărul de stări energetice în interiorul zonei pentru cazul simplu $m_{nx}^* = m_{ny}^* = m_{nz}^* = m_n^*$ cînd suprafeţele de energie constantă sînt sfere de rază k. În acest caz (1.120) devine

$$W = \frac{\hbar^2}{2m_n^*} k^2 = \frac{p^2}{2m_n^*}, \tag{1.122}$$

unde

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2; \qquad p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2.$$

Pentru orice valoare a vectorului de undă $\boldsymbol{k}$ există un punct în spaţiul k; fiind dat că vectorii $\boldsymbol{k}$ pot lua numai valori discrete (1.121), extremităţile acestor vectori se pot situa numai pe nodurile unei reţele paralelipipedice, nodurile fiind distanţate între ele prin $2\pi/L_x$, $2\pi/L_y$, $2\pi/L_z$. Un exemplu de dispunere a nodurilor reţelei pentru cazul bidimensional este arătat în figura 1.23.

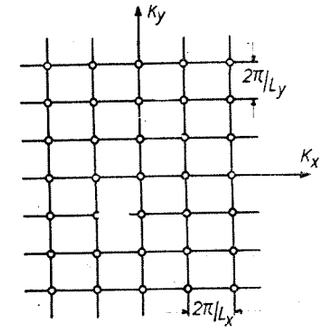


Fig. 1.23

Fiecare nod corespunde unui nivel energetic (1.122) şi are volumul elementar (în spaţiul k)

$$V_{\text{nod}} = \frac{8\pi^3}{L_x L_y L_z}. \tag{1.123}$$

Numărul de nivele energetice (noduri) în intervalul energetic W şi $W + \mathrm{d}W$ se obţine prin divizarea volumului coroanei sferice

$$V_k = 4\pi k^2\,\mathrm{d}k, \tag{1.124}$$

cu volumul unui nod

$$\mathrm{d}S(W) = \frac{V_k}{V_{\text{nod}}} = \frac{4\pi k^2\,\mathrm{d}k}{8\pi^3/L_x L_y L_z}. \tag{1.125}$$

Ţinînd cont că fiecare nivel poate fi ocupat de către doi electroni de spin opus, numărul real de stări pentru electroni este

$$\mathrm{d}S(W) = \pi^{-2} V k^2 \,\mathrm{d}k, \tag{1.126}$$

unde $V = L_x L_y L_z$ reprezintă volumul spaţial al eşantionului de corp pentru care se calculează numărul de stări.

Înlocuind pe k cu valoarea sa din (1.122) obţinem

$$\mathrm{d}S(W) = \frac{4\pi V}{h^3}(2m_n^*)^{3/2} \cdot W^{1/2}\,\mathrm{d}W. \tag{1.127}$$

Densitatea de stări se defineşte ca numărul de stări pe intervalul energetic unitate

$$g(W) = \frac{\mathrm{d}S(W)}{\mathrm{d}W} = \frac{4\pi V}{h^3}(2m_n^*)^{3/2} \cdot W^{1/2}. \tag{1.128}$$

Expresia (1.128), graficul căreia este arătat în figura 1.24 *a*, reprezintă o bună aproximaţie pentru electronii din spaţiul liber şi pentru electronii din solid cu k mic, atunci cînd suprafeţele de energie constantă sînt sfere axate pe origine.

În cadrul teoriei lui Sommerfeld care presupune că electronii din metal se mişcă într-un potenţial constant $W_p = W_0$, densitatea de stări devine

$$g(W) = \frac{4\pi V}{h^3}(2m_n^*)^{3/2} \cdot (W - W_0)^{1/2}, \tag{1.129}$$

al cărei grafic este arătat în figura 1.24 *b*.

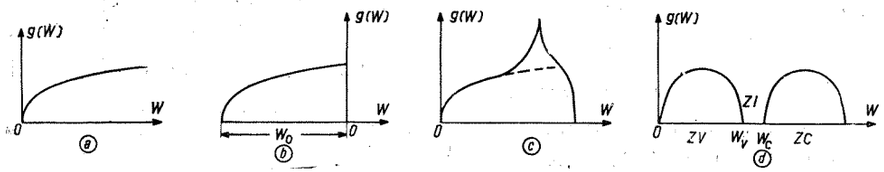


Fig. 1.24

În cazul semiconductorilor unde se ţine seama de prezenţa zonelor permise şi interzise (k mare), densitatea stărilor se abate esenţial de la expresia (1.128), anume spre mijlocul zonei $g(W)$ creşte mai rapid decît ar rezulta din (1.128) iar la limita zonei are loc o scădere relativ bruscă (fig. 1.24 *c*).

În calculele globale se consideră că în zonele permise graficul densităţii de stări $g(W)$ reprezintă arce de parabolă ce pornesc de la marginea zonelor (fig. 1.24 *d*). Fiind dat că majoritatea electronilor din zona de conducţie se situează în apropierea marginii inferioare a zonei, densitatea de stări se aproximează după formula

$$g(W) = \frac{4\pi V}{h^3}(2m_n^*)^{3/2} \cdot (W - W_c)^{1/2}. \tag{1.130}$$

De asemenea majoritatea golurilor din zona de valenţă se situează în apropierea marginii superioare a zonei unde densitatea de stări pentru goluri se aproximează după formula

$$g(W) = \frac{4\pi V}{h^3}(2m_p^*)^{3/2}(W_v - W)^{1/2}. \tag{1.131}$$

În unele cazuri este necesar ca numărul de stări $\mathrm{d}S$ şi densitatea de stări g să fie exprimate în funcţie de momentul p; în acest caz se operează în spaţiul momentelor. Relaţiile (1.121) devin

$$p_x = \frac{h}{L_x} n_x; \qquad p_y = \frac{h}{L_y} n_y; \qquad p_z = \frac{h}{L_z} n_z, \tag{1.132}$$

iar volumul elementar al unui nod în spaţiul momentelor este

$$V_{\mathrm{nod}} = \frac{h^3}{L_x L_y L_z} = \frac{h^3}{V}. \tag{1.133}$$

Volumul coroanei sferice de rază p şi grosime $\mathrm{d}p$ este

$$V_p = 4\pi p^2\,\mathrm{d}p. \tag{1.134}$$

Numărul de stări are expresia

$$\mathrm{d}S(p) = 2\frac{V_p}{V_{\mathrm{nod}}} = \frac{8\pi V}{h^3} p^2\,\mathrm{d}p, \tag{1.135}$$

iar densitatea de stări este

$$g(p) = \frac{\mathrm{d}S(p)}{\mathrm{d}p} = \frac{8\pi V}{h^3} p^2. \tag{1.136}$$

I.4. Concentrația și distribuția energetică a purtătorilor de sarcină în solide

Procesele electronice din metale și semiconductori, inclusiv la suprafețele de separație, sînt esențial determinate de distribuția energetică a electronilor și golurilor. Determinarea concentrației și distribuției energetice a purtătorilor de sarcină în solide se efectuează în baza statisticii Fermi-Dirac care necesită cunoașterea a două mărimi: densitatea de stări $g(W)$ și funcția de distribuție (probabilitate) Fermi pentru elctroni $f_n(W)$, respectiv goluri $f_p(W)$.

Funcția de distribuție Fermi pentru electroni are expresia

$$f_n(W) = \frac{1}{1 + \exp\{(W - W_F)/kT\}}, \tag{1.137}$$

și reprezintă probabilitatea ca o stare cuantică la echilibru termodinamic, caracterizată de energia W, la temperatura T să fie ocupată de un electron; W_F poartă denumirea de nivel (energie) Fermi; k este constanta Boltzman.

În cazul unui sistem aflat la temperatura $T = 0°K$, electronii se vor repartiza pe diferite nivele conform cu principiul Pauli, începînd de la nivelul zero pînă la un anumit nivel W_{F0}, stările superioare rămînînd neocupate. Se vede prin urmare că nivelul Fermi separă stările ocupate de cele neocupate. În general W_F este o funcție de temperatură.

Numărul de electroni cuprins în intervalul energetic W și $W + dW$ este dat de relația

$$dN(W) = f_n(W)\, g(W)\, dW, \tag{1.138}$$

în care densitatea de stări $g(W)$ se determină într-un domeniu energetic situat în imediata apropiere a lui W.

Numărul golurilor, cuprinse în intervalul energetic W și $W + dW$

$$dP(W) = f_p(W)\, g(W)\, dW, \tag{1.139}$$

unde

$$f_p(W) = 1 - f_n(W) = \frac{1}{1 + \exp\{(W_F - W)/kT\}}. \tag{1.140}$$

Funcția de distribuție pentru electroni și goluri la diferite temperaturi este arătată în figura 1.25.

Din formule și figură apare evident că în cazul $T > 0°K$ la $W = W_F$ avem

$$f_n(W) = f_p(W) = \frac{1}{2}. \tag{1.141}$$

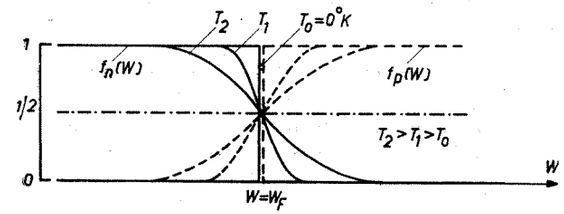


Fig. 1.25

I.4.1. Concentrația și distribuția energetică a electronilor din spațiul liber

Numărul de electroni în intervalul energetic W, $W + dW$ se obține făcînd produsul dintre numărul stărilor și funcția de distribuție (probabilitate) Fermi

$$dN(W) = g(W) f_n(W)\, dW = \frac{4\pi V (2m)^{3/2} W^{1/2}}{h^3[1 + \exp\{(W - W_F)/kT\}]}, \tag{1.142}$$

iar prin integrare se obține numărul de electroni din întregul sistem

$$N = \int_0^\infty \frac{4\pi V (2m)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{W^{1/2}}{1 + e^{\frac{W - W_F}{kT}}}\, dW. \tag{1.143}$$

În cazul particular la temperatura $T = 0°K$ avem $f_n(W) = 1$ pentru $W < W_{F0}$ și $f_n(W) = 0$ pentru $W > W_{F0}$; limita de integrare poate fi luată W_{F0}, prin urmare numărul de electroni pe unitate de volum (concentrația) este

$$n_0 = \frac{N}{V} = 4\pi \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{3/2} \int_0^{W_{F0}} W^{1/2}\, dW = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{3/2} W_{F0}^{3/2}, \tag{1.144}$$

de unde putem scoate valoarea nivelului Fermi

$$W_{F0} = \left(\frac{3n_0}{8\pi}\right)^{2/3} \frac{h^2}{2m}. \tag{1.145}$$

Nivelul Fermi W_{F0} determinat la $T = 0°K$ poartă numele de potențial electrochimic. La temperaturi diferite de 0°K, calculul numărului de purtători și a poziției nivelului Fermi este mai complicat fapt pentru care ne limităm la două cazuri limită : gaz electronic nedegenerat și gaz electronic degenerat.

a) *Gaz electronic nedegenerat* cînd este satisfăcută relația $W - W_F \gg kT$ sau $T \gg T_c$ ($T = W/k$; $T_c = W_F/k$) unde T_c poartă numele de temperatură de degenerare ; în acest caz funcția de distribuție Fermi poate fi înlocuită cu funcția de distribuție Maxwell-Boltzman

$$f_n(W) = \frac{1}{1 + \exp\{(W - W_F)/kT\}} \simeq \exp\{-(W - W_F)/kT\}, \tag{1.146}$$

adică unitatea de la numitor poate fi neglijată în raport cu exponențiala.

Concentrația electronilor are expresia

$$n_0 = 4\pi \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{3/2} e^{W_F/kT} \int_0^\infty W^{1/2} e^{-W/kT} \, dW. \tag{1.147}$$

Făcînd schimbarea de variabilă

$$W/kT = x; \qquad dW = kT \, dx, \tag{1.148}$$

expresia lui n_0 devine

$$n_0 = \frac{4\pi}{h^3} (2mkT)^{3/2} e^{W_F/kT} \int_0^\infty x^{1/2} e^{-x} \, dx. \tag{1.149}$$

Avînd în vedere că totdeauna valoarea integralei este $\pi^{1/2}/2$, obținem

$$n_0 = \frac{2}{h^3} (2m\pi kT)^{3/2} e^{W_F/kT} = N_l e^{W_F/kT}, \tag{1.150}$$

unde $N_l = \frac{2}{h^3} (2m\pi kT)^{3/2}$.

Din (1.150) se poate scoate valoarea nivelului Fermi

$$W_F = kT \ln \frac{n_0 h^3}{2} (2m\pi kT)^{-3/2}. \tag{1.151}$$

b) *Gaz electronic degenerat* cînd $W - W_F \ll kT$, sau $T \ll T_c$. Cazul particular $T = 0°K$ a fost tratat mai sus ; dacă $T > 0°K$ și $T \ll T_c$ calculul lui n_0 și W_F prezintă dificultăți deosebite. Valoarea aproximativă a nivelului Fermi are expresia [12]

$$W_F = W_{F0} \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]. \tag{1.152}$$

Considerînd, pentru simplitate, că $W_F \simeq W_{F0}$ distribuția energetică a electronilor definită prin raportul

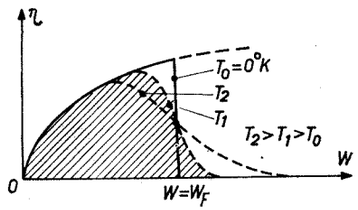


Fig. 1.26

$$\eta = dN(W)/dW = g(W) f_n(W), \tag{1.153}$$

se poate obține grafic făcînd produsul curbelor $f_n(W)$ și $g(W)$ (fig. 1.24 *a* și 1.25) așa cum se arată în figura 1.26 ; suprafața hașurată este proporțională cu concentrația.

I.4.2. Concentrația și distribuția energetică a electronilor în metale

În metale are loc suprapunerea zonelor de valență și de conducție (la unele metale poate avea loc și suprapunerea unora dintre zonele interioare, de exemplu Cu). Drept referință se ia marginea inferioară a zonei de valență, care într-o primă aproximație poate fi considerată că care adîncimea W_0 față de nivelul zero (teoria Sommerfeld).

Numărul de electroni în intervalul energetic dW se calculează plecînd de la formulele (1.129) și (1.137)

$$dN(W) = \frac{4\pi V (2m_n^*)^{3/2} (W - W_0)^{1/2}}{h^3 [1 + \exp\{(W - W_F)/kT\}]} dW. \tag{1.154}$$

Integrînd se obține numărul de electroni din întreaga bucată de metal

$$N = \int_{W_0}^\infty dN(W), \tag{1.155}$$

iar concentrația va fi

$$n_0 = \frac{N}{V} = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n^*)^{3/2}\int_{W_0}^{\infty}\frac{(W - W_0)^{1/2}}{1 + \exp\{(W - W)/kT\}}\,dW. \qquad (1.156)$$

Ținînd seama că în metale avem o concentrație mare a electronilor (la tungsten $n_0 = 1{,}23 \cdot 10^{29}$ electroni pe m³) și că masa lor este mică, din formula

$$T_c = \frac{h^2}{2m_n^* k}\left(\frac{3n_0}{8\pi}\right)^{2/3}, \qquad (1.157)$$

rezultă că aici gazul electronic se află într-o stare de puternică degenerare ($T \ll T_c$). În cazul limită al gazului complet degenerat $T = 0°K$, expresia (1.156) devine

$$n_0 = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{2m_n^*}{h^2}\right)^{3/2}(W_{F0} - W_0)^{3/2}, \qquad (1.158)$$

expresie ce poate servi la determinarea valorii lui W_{F0}. De exemplu la tungsten [3] $W_{F0} \simeq 8{,}95$ eV; valoarea lui W_{F0} este funcție de natura metalului dar nu depășește 10 eV.

Pentru temperaturi diferite de 0°K, în cazul gazului degenerat, calculele sînt laborioase, și pentru a le evita vom considera gazul electronic nedegenerat. Atunci (1.156) devine

$$n_0 = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n^*)^{3/3}\int_{W_0}^{\infty}(W - W_0)^{1/2}\cdot e^{-(W-W_F)/kT}\cdot dW. \qquad (1.159)$$

Înmulțind și împărțind cu $e^{W_0/kT}$ se obține

$$n_0 = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n^*)^{3/2}\cdot e^{-(W_0-W_F)/kT}\cdot\int_{W_0}^{\infty}(W - W_0)^{1/2}\cdot e^{-(W-W_0)/kT}\cdot dW. \qquad (1.160)$$

Făcînd schimbarea de variabilă

$$(W - W_0)/kT = x; \qquad dW = kT\,dx; \qquad (1.161)$$

se obține

$$n_0 = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n^* kT)^{3/2}\cdot e^{-(W_0-W_F)/kT}\cdot\int_0^{\infty}x^{1/2}\cdot e^{-x}\cdot dx, \qquad (1.162)$$

și prin analogie cu (1.149)

$$n_0 = \frac{2}{h^3}(2m_n^*\pi kT)^{3/2}\cdot e^{-(W_0-W_F)/kT} = N_m\, e^{-(W_0-W_F)/kT}, \qquad (1.163)$$

unde

$$N_m = \frac{2}{h^3}(2m_n^*\pi kT)^{3/2}, \qquad (1.164)$$

poartă denumirea de *densitate efectivă* a stărilor energetice în metal.

Graficul lui η, obținut prin înmulțirea curbelor $g(W)$ și $f_n(W)$ (fig. 1.24 *b* și 1.25) este arătat în figura 1.27. Electronii sînt repartizați pe diferite nivele, nedepășind însă nivelul $W = 0$, care corespunde

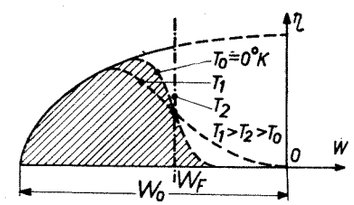


Fig. 1.27

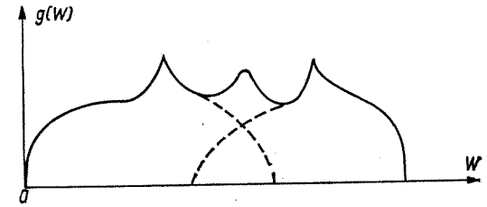


Fig. 1.28

plecării electronilor de pe metal; suprafața hașurată este proporțională cu concentrația electronilor.

În metale trebuie ținut seama de structura păturilor electronice ale atomilor și de suprapunerea zonelor energetice. În cazul suprapunerii curba densității de stări permise are o formă complicată (fig. 1.28).

De exemplu Cu în stare fundamentală posedă structura electronică $3d4s$; fiind dat că în pătura $4s$ există loc pentru doi electroni rezultă că această pătură este jumătate ocupată. Următoarele stări permise la Cu sînt $4d$ și $4s$ care se suprapun total.

I.4.3. Concentrația și distribuția energetică a electronilor și golurilor în semiconductorii intrinseci

La temperaturi scăzute zona de valență este ocupată cu electroni iar zona de conducție este complet vidă. La temperaturi mai ridicate o parte din electronii din zona de valență trec în zona de conducție lăsînd goluri în zona de valență. Pentru calcularea concentrației electronilor

în zona de conducţie se pleacă de la formulele (1.130) şi (1.137) (se presupune că masa efectivă m_n^* este o mărime scalară)

$$\mathrm{d}N(W) = \frac{4\pi V}{h^3}(2m_n^*)^{3/2}\frac{(W - W_c)^{1/2}}{1 + \exp\{(W - W_{Fi})/kT\}}\mathrm{d}W. \qquad (1.165)$$

Avînd în vedere că concentraţia electronilor este relativ mică gazul electronic este nedegenerat şi atunci distribuţia Fermi poate fi înlocuită cu o distribuţie Maxwell, fără a introduce o eroare importantă. Numărul de electroni pe unitate de volum este

$$n_i = \frac{N}{V} = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n^*)^{3/2}\cdot\int_{W_c}^{W_1}(W - W_c)^{1/2}\cdot \mathrm{e}^{-(W - W_{Fi})/kT}\cdot \mathrm{d}W, \qquad (1.166)$$

unde W_1 este un nivel arbitrar din zona de conducţie care pentru comoditate poate fi luat $W_1 \to \infty$ fiind dat că majoritatea stărilor ocupate se află în apropierea lui W_c.

Înmulţim şi împărţim expresia (1.166) cu $\mathrm{e}^{W_c/kT}$

$$n_i = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n^*)^{3/2}\cdot \mathrm{e}^{-(W_c - W_{Fi})/kT}\cdot\int_{W_c}^{\infty}(W - W_c)^{1/2}\cdot \mathrm{e}^{-(W - W_c)/kT}\cdot \mathrm{d}W. \qquad (1.167)$$

Făcînd schimbarea de variabilă

$$(W - W_c)/kT = x; \qquad \mathrm{d}W = kT\,\mathrm{d}x, \qquad (1.168)$$

prin analogie cu (1.149) se obţine

$$n_i = \frac{2}{h^3}(2m_n^*\pi kT)^{3/2}\cdot \mathrm{e}^{-(W_c - W_{Fi})/kT} = N_c\,\mathrm{e}^{-(W_c - W_{Fi})/kT}, \qquad (1.169)$$

unde

$$N_c = \frac{2}{h^3}(2m_n^*\pi kT)^{3/2} \qquad (1.170)$$

este densitatea efectivă a stărilor energetice în zona de conducţie.

Golurile din zona de valenţă se calculează utilizînd formulele (1.131) şi (1.137), ţinînd totodată cont de faptul că majoritatea golurilor se repartizează în apropierea lui W_v, şi că pentru goluri, creşterea energiei echivalează cu depărtarea de W_v înspre interiorul zonei (fig. 1.22).

Considerînd gazul de goluri nedegenerat, se poate scrie

$$P = \frac{4\pi V}{h^3}(2m_p^*)^{3/2}\cdot \mathrm{e}^{-(W_{Fi} - W_v)/kT}\cdot\int_{W_T}^{W_2}(W_v - W)^{1/2}\cdot \mathrm{e}^{-(W_v - W)/kT}\cdot \mathrm{d}W, \qquad (1.171)$$

unde W_2 este un nivel arbitrar din zona de valenţă.

Făcînd calcule analoage cu cele pentru determinarea concentraţiei electronilor găsim

$$p_i = \frac{P}{V} = \frac{2}{h^3}(2m_p^*\pi kT)^{3/2}\cdot \mathrm{e}^{-(W_{Fi} - W_v)/kT} = P_v\cdot \mathrm{e}^{-(W_{Fi} - W_v)/kT}, \qquad (1.172)$$

unde

$$P_v = \frac{2}{h^3}(2m_p^*\pi kT)^{3/2}, \qquad (1.173)$$

este densitatea efectivă de stări energetice pentru goluri în zona de valenţă.

Ţinînd cont că în semiconductorul intrinsec, $n_i = p_i$ din (1.169) şi (1.172) se poate determina valoarea nivelului Fermi. Din egalitatea

$$N_c\,\mathrm{e}^{-(W_c - W_{Fi})/kT} = P_v\,\mathrm{e}^{-(W_{Fi} - W_v)/kT}, \qquad (1.174)$$

se obţine

$$W_{Fi} = \frac{W_v + W_c}{2} + \frac{kT}{2}\ln(P_v/N_c) = \frac{W_v + W_c}{2} + \frac{kT}{2}\ln(m_p^*/m_n^*)^{3/2}. \qquad (1.175)$$

La $T = 0°\mathrm{K}$

$$W_{Fi} = \frac{W_v + W_c}{2}, \qquad (1.176)$$

adică nivelul Fermi este amplasat la mijlocul zonei interzise. La temperaturi diferite de 0°K au loc deplasări ale nivelului Fermi, însă aceste deplasări sînt foarte mici întrucît variaţiile lui m_p^* şi m_n^* sînt mici iar raportul lor intră logaritmic în expresia lui W_{Fi}.

Distribuţiile energetice ale electronilor $\eta_e = g_c(W) f_n(W)$ şi golurilor $\eta_h = g_v(W) f_p(W)$ sînt reprezentate în figura 1.29; suprafeţele haşurate sînt proporţionale cu n_i şi p_i.

Făcînd produsul expresiilor (1.169) şi (1.172) se obţine o relaţie foarte importantă

$$n_i p_i = n_i^2 = N_c P_v \, e^{-(W_c - W_v)/kT} = N_c P_v \, e^{-W_g/kT}, \qquad (1.177)$$

adică produsul concentraţiilor electronilor şi golurilor la echilibru termodinamic, la o temperatură constantă şi pentru o valoare dată a lărgimii

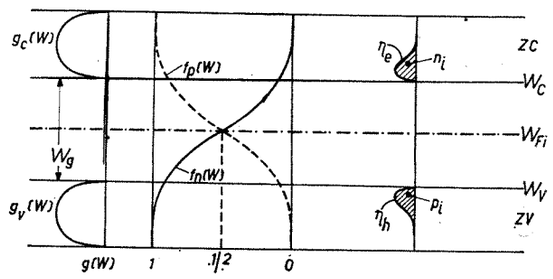


Fig. 1.29

zonei interzise, este constant, nedepinzînd de poziţia nivelului Fermi, sau concentraţia impurităţilor (este un exemplu de aplicare a legii acţiunii maselor din chimia termodinamică).

I.4.4. Concentraţia şi distribuţia energetică a purtătorilor în semiconductorii cu impurităţi

Distribuţia purtătorilor este esenţial determinată de particularităţile centrilor de impurităţi (sau defecte) şi de densitatea lor. Vom considera că fiecare centru (atom) de impurităţi captează sau eliberează un singur electron, prin urmare i se asociază un singur nivel energetic. Situîndu-ne în condiţiile gazului electronic (sau de goluri) nedegenerat rămîn valabile expresiile (1.169) şi (1.172), adică

$$n_c = N_c \, e^{-(W_c - W_F)/kT}, \qquad (1.178)$$

$$p_v = P_v \, e^{-(W_F - W_v)/kT}, \qquad (1.179)$$

unde n_c este concentraţia electronilor din zona de conducţie şi p_v este concentraţia golurilor din zona de valenţă. Nivelul Fermi are o expresie diferită de (1.175) şi depinde de concentraţia şi distribuţia energetică a stărilor localizate din interiorul zonei interzise.

Soluţii explicite pentru W_F se pot obţine numai în cazuri particulare. Vom considera un cristal de tip N pentru care, în domeniul energetic care ne interesează, $g_c(W) \simeq N_c = 2{,}5 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} şi $N_D \leqslant 10^{18}$ cm^{-3}; condiţia de echilibru (neutralitate) electric se scrie

$$n_n = N_D^+ + p_n, \qquad (1.180)$$

unde indicii n precizează natura dopării cristalului (n_n şi p_n au expresiile (1.178) şi (1.179))

$$N_D^+ = N_D - n_D \quad \text{iar}$$

$$n_D = N_D/[1 + \exp\{(W_D - W_F)/kT\}]. \qquad (1.181)$$

Introducînd mărimile n_n, p_n şi N_D^+ în (1.180) se obţine o ecuaţie de gradul III în $e^{W_F/kT}$, rezolvarea căreia este anevoioasă. Fără a comite o eroare importantă, care să afecteze rezultatul, presupunem $n_n \gg p_n$ şi (1.180) devine

$$N_c \, e^{-(W_c - W_F)/kT} = N_D \left[1 - \frac{1}{1 + \exp\{(W_D - W_F)/kT\}}\right], \qquad (1.182)$$

iar după ordonarea termenilor

$$(e^{W_F/kT})^2 + e^{W_D/kT}(e^{W_F/kT}) - (N_D/N_c) \, e^{(W_D + W_c)/kT} = 0. \qquad (1.183)$$

Soluţia ecuaţiei (1.183) este (se ia numai soluţia pozitivă care are sens fizic)

$$e^{W_F/kT} = \frac{1}{2} e^{W_D/kT} \cdot \left[\sqrt{1 + (4N_D/N_c) \, e^{(W_c - W_D)/kT}} - 1\right]. \qquad (1.184)$$

Logaritmînd obţinem valoarea nivelului Fermi

$$W_F = W_D + kT \ln \frac{1}{2}\left[\sqrt{1 + (4N_D/N_c) \, e^{(W_c - W_D)/kT}} - 1\right]. \qquad (1.185)$$

Expresia (1.185) nu permite formularea unor concluzii imediate asupra poziţiei nivelului Fermi, de aceea vom discuta două cazuri limită.

a) Temperaturi scăzute

În acest caz exponențiala de sub radical are o valoare mare în raport cu unitatea, prin urmare sub logaritm rămîne numai

$$[(N_D/N_c)\, e^{(W_c - W_D)/kT}]^{1/2}$$

iar (1.185) devine

$$W_F = \frac{W_D + W_c}{2} - \frac{kT}{2} \ln (N_c/N_D). \tag{1.186}$$

Presupunînd $T = 0°K$

$$W_F = \frac{W_D + W_c}{2}, \tag{1.187}$$

adică nivelul Fermi este amplasat între nivelele donoare și marginea inferioară a zonei de conducție. Odată cu creșterea temperaturii nivelul Fermi coboară spre mijlocul zonei interzise.

Pentru un cristal de tip P se obține o expresie analogă pentru nivelul Fermi

$$W_F = \frac{W_v + W_A}{2} + \frac{kT}{2} \ln (P_v/N_A) \tag{1.188}$$

(presupunînd de asemenea că are loc $N_A < g_v(W)$ și $g_v(W) \simeq P_v$).

b) Temperaturi ridicate

Cantitatea de sub radical este foarte mică; dezvoltăm în serie binominală și ne oprim la primul termen; sub logaritm rămîne $(N_D/N_c)\, e^{(W_c - W_D)/kT}$ deci (1.185) devine

$$W_F = W_c - kT \ln (N_c/N_D), \tag{1.189}$$

adică nivelul Fermi este situat sub marginea inferioară a zonei de conducție.

Pentru un cristal de tip P, nivelul Fermi are o expresie analoagă

$$W_F = W_v + kT \ln (P_v/N_A). \tag{1.190}$$

Rezultă din cele expuse, că nivelul Fermi variază cu temperatura și cu concentrația impurităților. Pentru un semiconductor de tip N, această variație este arătată în figura 1.30 la $T \geqslant 20°K$.

La temperaturi mici nivelul Fermi este amplasat între nivelul donor și limita inferioară a zonei de conducție. Odată cu creșterea temperaturii nivelul Fermi coboară, apropiindu-se de W_{Fi} (nivelul Fermi

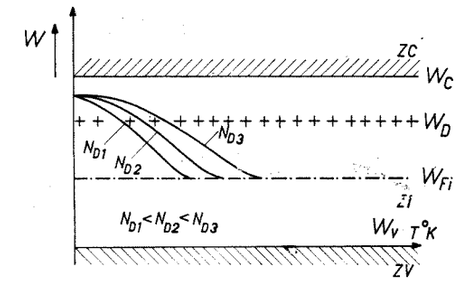


Fig. 1.30

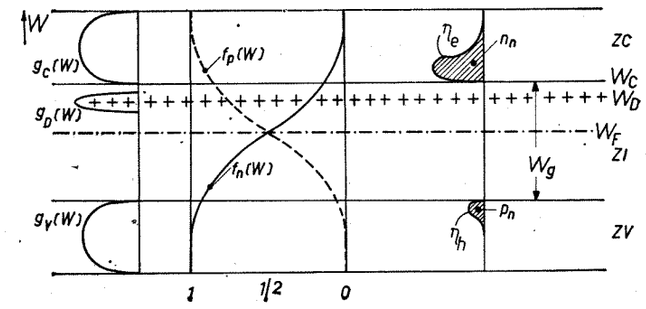


Fig. 1.31

al semiconductorului intrinsec); apropierea este cu atît mai lentă cu cît concentrația impurităților este mai mare.

Distribuțiile energetice ale electronilor $\eta_e = g_c(W) f_n(W)$ și golurilor $\eta_h = g_v(W) f_p(W)$ sînt arătate în figura 1.31; suprafețele haşurate sînt proporționale cu concentrațiile n_n și p_n.

Pentru un semiconductor de tip P, respectînd aceleași condiții în ce privește concentrația și temperatura, se obține o figură simetrică față de figura 1.31, în raport cu W_{Fi}.

Pentru un semiconductor de tip N golurile din zona de valență au expresia (1.179)

$$p_n = P_v\, e^{-(W_F - W_v)/kT}, \tag{1.179 a}$$

logaritmăm

$$\ln (p_n/P_v) = (W_v/kT) - (W_F/kT), \tag{1.191}$$

şi înlocuim nivelul Fermi cu valoarea sa (1.189). Regrupînd termenii obţinem

$$\ln \left(\frac{p_n N_D}{P_v N_c}\right) = - W_g/kT, \tag{1.192}$$

de unde

$$p_n = \frac{N_c P_v}{N_D} e^{-W_g/kT}, \tag{1.193}$$

şi ţinînd seama de (1.177)

$$p_n = n_i^2/N_D. \tag{1.194}$$

Întrucît la temperaturi normale ($T = 300°K$) $n_n = N_D$, rezultă

$$n_n p_n = n_i^2. \tag{1.195}$$

În mod analog se deduce o relaţie similară pentru semiconductorul de tip P

$$n_p p_p = n_i^2. \tag{1.196}$$

Relaţiile (1.177), (1.195) şi (1.196) arată:

1. — într-un semiconductor cu impurităţi produsul dintre concentraţiile purtătorilor majoritari şi a celor minoritari este totdeauna egal cu pătratul concentraţiei intrinseci, la aceeaşi temperatură; 2. — prin doparea unui semiconductor intrinsec predomină un tip de purtători n_n sau p_p (numiţi majoritari) în detrimentul celuilalt tip (p_n, n_p numiţi purtători minoritari) a căror concentraţie se micşorează în raport cu valoarea ei înainte de dopare (la aceeaşi temperatură).

I.5. Ecuaţiile de bază ale electronicii semiconductorilor

În cadrul acestui paragraf se prezintă ecuaţiile de bază necesare la studiul dispozitivelor semiconductoare; aceste ecuaţii descriu comportarea statică şi dinamică a purtătorilor de sarcină în semiconductor sub influenţa diferiţilor factori externi (cîmpuri electrice şi magnetice,

radiaţii termice, luminoase etc.), care produc scoaterea sistemului din echilibru termodinamic. De obicei aceste ecuaţii se împart în trei grupe: ecuaţiile Maxwell în semiconductor, ecuaţiile referitoare la densităţile de curent şi conductivitate şi ecuaţiile de continuitate.

I.5.1. Ecuaţiile lui Maxwell pentru un material semiconductor omogen şi izotrop

Aceste ecuaţii sînt [19]:

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = - \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \tag{1.197}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + \boldsymbol{J}_{\text{cond}} = \boldsymbol{J}_{\text{tot}}, \tag{1.198}$$

$$\nabla \boldsymbol{D} = \rho (\boldsymbol{r}), \tag{1.199}$$

$$\nabla \boldsymbol{B} = 0, \tag{1.200}$$

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H}, \tag{1.201}$$

$$\boldsymbol{D} (\boldsymbol{r}, t) = \int_{-\infty}^{t} \varepsilon_s (t - t') \boldsymbol{E} (\boldsymbol{r}, t) \, dt'. \tag{1.202}$$

unde

$\boldsymbol{E}, \boldsymbol{D}$ sînt vectorii cîmp electric şi deplasare (inducţie) electrică,
$\boldsymbol{H}, \boldsymbol{B}$ — vectorii cîmp magnetic şi inducţie magnetică;
$\boldsymbol{J}_{\text{cond}}$ este densitatea curentului de conducţie,
$\boldsymbol{J}_{\text{tot}}$ — densitatea curentului total ($\nabla \boldsymbol{J}_{\text{tot}} = 0$),
ε_s, μ_0 sînt permitivitatea electrică şi permeabilitatea magnetică ale materialului,
$\rho (\boldsymbol{r})$ este densitatea totală de sarcină electrică.

În condiţii statice şi la frecvenţe joase ecuaţia (1.202) devine $\boldsymbol{D} = \varepsilon_s \boldsymbol{E}$. Pentru studiul dispozitivelor semiconductoare cea mai importantă este ecuaţia (1.199), ecuaţia lui Poisson, cu ajutorul căreia se determină proprietăţile şi mărimile ce caracterizează *regiunea de trecere* a joncţiunii PN (vezi cap. IV).

I.5.2. Ecuaţii pentru densităţile de curent

Vom considera două cazuri: a) concentraţia purtătorilor de sarcină este uniformă în întregul volum al semiconductorului şi asupra sa acţionează un cîmp electric extern $\boldsymbol{E}$; b) concentraţia purtătorilor de

sarcină este neuniformă în volumul semiconductorului, existînd un *gradient de concentrație.*

a) Concentrație uniformă a purtătorilor de sarcină și acțiune a cîmpului E

Considerăm întîi un semiconductor intrinsec omogen și izotrop asupra căruia acționează cîmpul electric E de valoare mică (la valori ridicate ale lui $E > 10^7$ Vm^{-1}, intervin procese suplimentare) (fig. 1.32); vitezele de drift (derivă) ale electronilor și golurilor pentru cazul unidimensional sînt

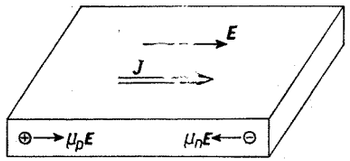


Fig. 1.32

$$v_n = \mu_n E; \quad v_p = \mu_p E, \tag{1.203}$$

unde μ_n și μ_p reprezintă *mobilitățile* electronilor și golurilor; expresiile aproximative ale acestor mărimi sînt [3]

$$\mu_n = q\tau_{rn}/m_n^*; \quad \mu_p = q\tau_{rp}/m_p^*, \tag{1.204}$$

unde τ_{rn}, τ_{rp} sînt *timpii de relaxare* ai electronilor și golurilor. Dacă asupra sistemului acționează o forță externă, acesta este scos din echilibru termodinamic și cel puțin în anumite porțiuni ale eșantionului vor lua naștere *purtători în exces*, care schimbă concentrația și distribuția energetică. Notînd cu n_0, p_0 concentrațiile de echilibru termodinamic ale electronilor și golurilor, purtătorii în exces vor fi: $\delta n = n - n_0$ pentru electroni și $\delta p = p - p_0$ pentru goluri. Cristalul semiconductor are tendința de revenire la echilibru termodinamic, astfel purtătorii în exces tind să dispară prin *recombinare*; procesele de recombinare sînt caracterizate prin timpii de viață aparenți τ_n, τ_p care reprezintă niște constante de timp ce caracterizează comportarea purtătorilor în exces.

Deplasarea purtătorilor de sarcină sub influența cîmpului E dă naștere curenților de densitate

$$j_{nE} = qn_i\mu_n E, \tag{1.205}$$

$$j_{pE} = qp_i\mu_p E. \tag{1.206}$$

Densitatea curentului datorat cîmpului va fi suma celor doi curenți

$$j_E = j_{nE} + j_{pE} = q(n_i\mu_n + p_i\mu_p)E, \tag{1.207}$$

iar conductivitatea electrică are expresia

$$\sigma_i = q(n_i\mu_n + p_i\mu_p). \tag{1.208}$$

Expresia (1.208) poate fi generalizată pentru semiconductorii extrinseci

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p), \tag{1.209}$$

pentru semiconductorii de tip N avem $n_n \gg p_n$ și (1.209) devine

$$\sigma_n = qn_n\mu_n \simeq qN_D\mu_n, \tag{1.210}$$

iar pentru semiconductorii de tip P ($p_p \gg n_p$)

$$\sigma_p = q\mu_p p_p \simeq qN_A\mu_p. \tag{1.211}$$

La metale conductivitatea electrică are expresia

$$\sigma = qn\mu_n, \tag{1.212}$$

unde

$$\mu_n = q\tau_r/m_n^*, \tag{1.213}$$

iar τ_r reprezintă *timpul de relaxare* adică timpul mediu între două interacțiuni succesive ale electronului cu nodurile rețelei cristaline (electronii au o mișcare dezordonată de agitație termică peste care se suprapune mișcarea orientată datorită cîmpului electric).

b) Concentrație neuniformă a purtătorilor de sarcină. Ecuațiile de difuzie

Dacă densitatea purtătorilor de sarcină este neuniformă are loc *difuzia* purtătorilor din regiunile de densitate mai mare spre regiunile de densitate mai mică; ca urmare ia naștere o componentă de difuzie a densității de curent. Densitățile curenților de difuzie sînt proporționale cu gradientul de concentrație al purtătorilor; pentru deducerea expresiei densității curentului de difuzie presupunem o variație liniară a concentrației golurilor după axa x (fig. 1.33). Componenta de difuzie a densității curentului de difuzie este îndreptată spre origine, prin urmare

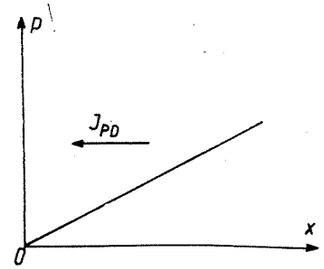


Fig. 1.33

$$j_{pD} = -qD_p\frac{dp}{dx}, \tag{1.214}$$

în cazul electronilor

$$j_{nD} = qD_n\frac{dn}{dx}, \tag{1.215}$$

unde D_p, D_n sînt constantele de difuzie ale golurilor şi electronilor care se determină din relaţiile lui Einstein

$$\left.\begin{aligned} D_p &= (kT/q)\,\mu_p = V_T\,\mu_p, \\ D_n &= (kT/q)\,\mu_n = V_T\,\mu_n, \end{aligned}\right\} \tag{1.216}$$

unde $V_T = kT/q$ poartă denumirea de potenţial termic (la $T = 300°K$ $V_T = 0{,}026$ V).

Dacă este prezent şi un cîmp electric E, vor exista atît componentele de difuzie cît şi componentele de cîmp

$$j_n = j_{nE} + j_{nD} = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} = q\mu_n \left(nE + V_T \frac{dn}{dx}\right), \tag{1.217}$$

$$j_p = j_{pE} + j_{pD} = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx} = q\mu_p \left(pE - V_T \frac{dp}{dx}\right), \tag{1.218}$$

$$j_{\text{cond}} = j_n + j_p. \tag{1.219}$$

În cazul tridimensional ecuaţiile densităţilor de curent devin

$$\boldsymbol{j}_n = \boldsymbol{j}_{nE} + \boldsymbol{j}_{nD} = qn\mu_n \boldsymbol{E} + qD_n \nabla n, \tag{1.220}$$

$$\boldsymbol{j}_p = \boldsymbol{j}_{pE} + \boldsymbol{j}_{pD} = qp\mu_p \boldsymbol{E} - qD_p \nabla p, \tag{1.221}$$

$$\boldsymbol{j}_{\text{cond}} = \boldsymbol{j}_n + \boldsymbol{j}_p. \tag{1.222}$$

Cîmpul electric $\boldsymbol{E}$ poate fi şi „intern", creat prin dopare neuniformă sau alte metode.

În metale, datorită numărului foarte mare de electroni liberi, neuniformităţile de concentraţie ale purtătorilor sînt *şterse* într-un timp foarte scurt (sutimi de ns) astfel încît nu există componente de difuzie ale densităţii de curent.

I.5.3. Ecuaţiile de continuitate

Ecuaţiile de continuitate descriu comportarea purtătorilor de sarcină în semiconductori în cazul cînd concentraţiile lor sînt funcţie de poziţie şi de timp. Aceste ecuaţii exprimă principiul conservării sarcinii în condiţiile cînd acţionează excitarea externă (generarea), recombinarea (dispariţia) şi deplasarea spaţială a purtătorilor (semiconductorul este scos din echilibru termodinamic).

Forma generală a ecuaţiilor de continuitate pentru semiconductori este

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + (1/q)\,\nabla \boldsymbol{j}_n, \tag{1.223}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - (1/q)\,\nabla \boldsymbol{j}_p, \tag{1.224}$$

unde

G_n, G_p reprezintă ratele de generare pentru electroni şi goluri ($\text{cm}^{-3}\,\text{s}^{-1}$);

R_n, R_p sînt ratele de recombinare pentru electroni şi goluri ($\text{cm}^{-3}\,\text{s}^{-1}$).

La nivele mici de injecţie (adică concentraţia purtătorilor în exces este mult mai mică decît cea a putrătorilor de echilibru), ratele de recombinare au expresiile

$$R_n = \frac{\delta n}{\tau_n}; \qquad R_p = \frac{\delta p}{\tau_p}. \tag{1.225}$$

În cazul cînd purtătorii sînt generaţi în perechi electron-gol $G_n = G_p$, pentru cazul unidimensional avem

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \frac{n - n_0}{\tau_n} + \mu_n n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \tag{1.226}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{p - p_0}{\tau_p} - \mu_p p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \tag{1.227}$$

Discutăm cîteva cazuri particulare.

a) Generarea se efectuează pe un spaţiu foarte îngust cu ajutorul unui fascicul luminos puternic (fig. 1.34 *a*) astfel încît se poate presupune că în volumul eşantionului $G = 0$. În absenţa cîmpului electric extern, purtătorii difuzează în ambele direcţii, iar numărul lor se micşorează datorită recombinării (fig. 1.34 *b*); evident se presupune că fasciculul luminos acţionează un interval de timp foarte scurt.

În acest caz ecuaţiile de continuitate iau forma

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \tag{1.228}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \tag{1.229}$$

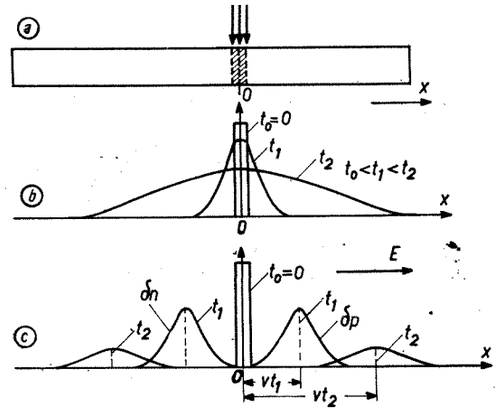


Fig. 1.34

Dacă fasciculul luminos acţionează tot timpul şi în eşantion se stabileşte un regim staţionar, adică într-o secţiune dată purtătorii nu variază în timp, rezultă $\partial n/\partial t = 0$, $\partial p/\partial t = 0$ şi expresiile (1.228), (1.229) devin

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_0}{L_n^2} = 0, \tag{1.230}$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_0}{L_p^2} = 0, \tag{1.231}$$

unde $L_n = (\tau_n D_n)^{1/2}$ este *lungimea de difuzie* a electronilor şi reprezintă lungimea medie parcursă de electroni prin difuzie, înainte ca densitatea lor să scadă de e ori datorită proceselor de recombinare (soluţiile ec. (1.230), (1.231) sînt de tip exponenţial). Analog se defineşte lungimea de difuzie a golurilor $L_p = (\tau_p D_p)^{1/2}$.

Dacă pe un anume interval numărul recombinărilor este foarte mic, şi procesele de recombinare pot fi neglijate, ecuaţiile (1.228), (1.229), iau forma simplă

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \tag{1.232}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \tag{1.233}$$

b) Considerăm că este aplicat un cîmp electric constant după axa x. În acest caz purtătorii în exces se deplasează în lungul eşantionului cu vitezele de derivă $v_n = \mu_n E_x$, $v_p = \mu_p E_x$ (fig. 1.34 *c*).

Dacă intensitatea cîmpului este suficient de mare astfel încît difuzia să poată fi neglijată, ecuaţiile de continuitate (1.226), (1.227) iau forma

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + \mu_n E_x \frac{\partial n}{\partial x}, \tag{1.234}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} - \mu_p E_x \frac{\partial p}{\partial x}. \tag{1.235}$$

Presupunînd că fasciculul luminos acţionează continuu şi în eşantion se stabileşte un regim staţionar, din condiţiile $\partial n/\partial t = 0$, $\partial p/\partial t = 0$ rezultă

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{n - n_0}{L_{nE}^2} = 0, \tag{1.236}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{p - p_0}{L_{pE}^2} = 0, \tag{1.237}$$

unde $L_{nE} = (\mu_n \tau_n E_x)^{1/2}$ se numeşte *lungime de derivă* (*drift*) a electronilor şi reprezintă distanţa medie parcursă de electroni sub influenţa cîmpului E_x, înainte ca densitatea lor să scadă de e prin recombinare. Analog se defineşte lungimea de derivă a golurilor $L_{pE} = (\mu_p \tau_p E_x)^{1/2}$.

Soluţiile exacte pentru ecuaţiile de continuitate vor fi date în cazuri concrete la joncţiunea *PN* şi la tranzistori.

I.6. Caracteristici ale unor materiale semiconductoare larg utilizate

În acest ultim paragraf se prezintă două tabele cuprinzînd structura cristalină şi proprietăţile celor mai uzuale materiale semiconductoare.

Tabela I.1

Structura cristalină şi constantă dielectrică pentru principalele materiale semiconductoare

Grupa	Element semiconductor	Structura cristalină	Constanta reţelei la $T = 300°K$ (Å)	Constanta dielectrică
IV	C	diamant	3,56679	5,5
	Ge	"	5,65748	16
	Si	"	5,43086	11,8
	Sn	"	6,4892	
IV—IV	SiC	zincblendă	4,358	10
III—V	AlSb	zincblendă	6,1355	11
	BN	"	3,615	—
	BP	"	4,538	—
	GaN	wurtzit	$a = 3,186$; $c = 5,176$	—
	GaSb	zincblendă	6,0955	15
	GaAs	"	5,6534	10,9
	GaP	"	5,4505	10
	InSb	"	6,4788	17
	InAs	"	6,0585	14,5
	InP	"	5,8688	14
II—VI	CdS	zincblendă	5,823	—
	CdS	wurtzit	$a = 4,16$; $c = 6,756$	10
	CdSe	zincblendă	6,05	10
	ZnO	cubic	4,58	9
	ZnS	zincblendă	5,42	—
	ZnS	wurtzit	$a = 3,82$; $c = 6,26$	8
IV—VI	PbS		5,935	17
	PbTe		6,460	30

Tabela I.2

Proprietăţile celor mai uzuale materiale semiconductoare

Grupa	Elemente semiconductoare	Mobilitatea la $T = 300°K$ (cm^2/Vs)		Lărgimea benzii interzise (eV)		Masă efectivă m^*/m_0	
		electroni	goluri	300°K	0°K	electroni	goluri
IV	C	1800	1600	5,47	5,51	0,2	0,25
	Ge	3900	1900	0,803	0,89	1,6	0,04
	Si	1500	600	1,12	1,16	0,97	0,16
	Sn	—	—	—	0,08	—	—
IV—IV	SiC	400	50	3,0	3,1	0,6	1,0
III—V	AlSb	200	420	1,63	1,75	0,3	1,4
	BN	—	—	7,5	—	—	—
	BP	—	—	6	—	—	—
	GaN	—	—	3,5	—	—	—
	GaSb	400	1400	0,67	0,80	0,047	0,5
	GaAs	8500	400	1,43	1,52	0,068	0,5
	GaP	110	75	2,24	2,40	0,5	0,5
	InSb	78000	750	0,16	0,26	0,013	0,6
	InAs	33000	460	0,33	0,46	0,02	0,41
	InP	4600	150	1,29	1,34	0,07	0,4
II—VI	CdS	300	50	2,42	2,56	0,17	0,6
	CdSe	800	—	1,7	1,85	0,13	0,45
	ZnO	200	—	3.2	—	0,27	—
	ZnS	165	—	3,6	3,7	1,1	—
IV—VI	PbS	600	700	0,41	0.34	0,66	0,5
	PbTe	6000	4000	0,32	0,24	0,22	0,29

BIBLIOGRAFIE

1. C. KITTEL, *Elementary Solid State Physics*, John Wiley and Sons N.Y. London, 1962.
2. C. KITTEL, *Quantum Theory of Solids*, John Wiley and Sons N.Y., London, 1963.
3. A. MANY, Y. GOLDSTEIN, N. B. GROVER, *Semiconductor Surfaces*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1965.
4. C. L.H EMENWAY, R. W. HENRY, M. CAULTON, *Physical Electronics*, sec. ed. John Wiley ans Sons N.Y., 1967.
5. J. MILLMAN, C. C. HALKIAS, *Electronic Devices and Circuits*, McGraw-Hill Book, Kogakusha, N.Y.—Tokyo, 1967.
6. L. P. HUNTER, *Handbook of Semiconductor Electronics*, sec. ed. McGraw-Hill N.Y., 1962.
7. M. DRĂGĂNESCU, *Procese fizice în dispozitive semiconductoare de circuit*, Edit. Academiei R.S.R., 1962.

8. V. Vlasov, *Electronie i ionnie priborî*, ediţia III Moskva, 1960.
9. V. I. Gaponov, *Elektronika*, čast'I Fizmatgiz, Moskva (1960).
10. F. K. Richtmyer, E. H. Kennard, J. N. Copper, *Introduction to Modern Physics*, sixth ed. McGraw-Hill N.Y., 1969.
11. N. A. Kapţov, *Radiofizičeskaia electronika*, Izd. M.G.U., 1960.
12. L. N. Dobreţov, *Electronnaia i ionnaia emisia*, Moskva, 1952.
13. A. Petitclerc, *Électronique physique des semiconducteurs*, Gauthier-Villars, Le Tambourinaire, Paris, 1962.
14. K. Spenke, *Semiconducteurs électroniques*, Dunod, Paris, 1960.
15. J. M. Ziman, *Electrons in Metals*, Taylor and Francis LTD, London, 1962.
16. G. Fournet, *Physique électronique des solides*, Eyrolles, Paris, 1962.
17. T. S. Hutchison, D. C. Baird, *The Physics of Engineering Solids*, second ed. John Wiley and Sons N.Y., London, 1968.
18. E. Burstein, S. Lundquist, *Tunneling Phenomena in Solids*, Plenum Press, N.Y., 1969.
19. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Electronics*, John Wiley and Sons, N.Y., 1969.

Capitolul II
EMISIA ELECTRONICĂ

II.1. Introducere

Prin emisie electronică se înţelege extragerea electronilor dintr-un solid (metal sau semiconductor) prin comunicarea unei energii suplimentare din exterior; în absenţa unui cîmp electric extern electronii rămîn în apropierea suprafeţei emisive.

După natura energiei comunicate din exterior deosebim mai multe tipuri de emisiune electronică.

a. *Emisia termoelectronică*, are loc cînd energia comunicată este de natură termică.

b. *Emisia de cîmp* (prin efect Schottky), reprezintă o emisie termoelectronică în prezenţa unui cîmp electric intens.

c. *Emisia autoelectronică* (prin efect tunel), are loc în prezenţa unui cîmp electric foarte intens; acest tip de emisie se mai numeşte şi emisie la rece, deoarece poate avea lo şi atunci cînd solidul nu este încălzit.

d. *Emisia fotoelectronică*, are 'oc atunci cînd electronilor li se comunică energie prin intermediul cuantelor luminoase.

e. *Emisie secundară* are loc cînd suprafaţa solidului este bombardată cu un flux de particule, în particular un flux de electroni.

În capitolul de faţă se prezintă pe scurt tipurile de emisie specificate mai sus, iar în încheiere se dau cîteva relaţii generale ce descriu mişcarea particulelor încărcate în prezenţa cîmpului electric şi a inducţiei magnetice.

II.2. Emisia termoelectronică

II.2.1. Emisia termoelectronică a metalelor

În anul 1883 Edison a observat că un fir metalic încălzit, amplasat într-un balon vidat, emite electroni; dacă în balon se găseşte un electrod suplimentar conectat la un potenţial pozitiv, electronii vor fi atraşi de acest electrod.

Intensitatea curentului de emisie (pe unitate de suprafaţă) este dată de legea Richardson-Dushman

$$j_e = AT^2 e^{-W_\Phi/kT} \tag{2.1}$$

unde

A este o constantă universală avînd dimensiunile A cm^{-2} · grad^{-2},
T — temperatura Kelvin,
k — constanta Boltzman,
W_Φ — funcţia de lucru a metalului.

Pentru deducerea legii (2.1) se porneşte de la figura 2.1. Electronii cvasiliberi din metal se găsesc în groapa de energie potenţială de adîncime W_0 (care poate fi luat egal cu marginea inferioară a benzii la valenţă). Presupunînd că la temperatura camerei ($T \simeq 300$°K) energia medie a electronilor este W_F, pentru a părăsi metalul electronii trebuie să primească din exterior energia suplimentară W_Φ numită funcţie de lucru sau căldură latentă de evaporare a electronilor din metal

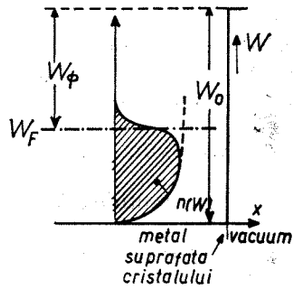


Fig. 2.1

$$W_\Phi = W_0 - W_F \tag{2.2}$$

(uneori W_Φ se numeşte lucru de extracţie extern). Considerăm axa x normală pe suprafaţa metalului; vor putea părăsi metalul electronii a căror energie depăşeşte pe W_0 adică

$$\frac{p_{x0}^2}{2m_n^*} \geqslant W_0 = W_F + W_\Phi, \tag{2.3}$$

unde m_n^* este masa efectivă a electronilor din metal.

Condiţia (2.3) este necesară dar nu şi suficientă deoarece, pentru a putea părăsi metalul, electronii trebuie să aibă energia dată de (2.3) şi în plus trebuie să se deplaseze de la stînga spre dreapta, normal pe suprafaţa metalului.

Densitatea curentului de emisie j_e este dată de produsul dintre sarcina electronului şi numărul electronilor ce au componenta momentului pe direcţia x egală cu

$$p_x = [2m_n^*(W_F + W_\Phi)]^{1/2}, \tag{2.4}$$

şi care în unitate de timp ajung pe unitate de suprafaţă. Numărul electronilor cu valoarea momentului în direcţia x cuprins între p_x şi $p_x + dp_x$ va fi $dn(p_x)$. Fiind dat că viteza cu care se deplasează electronul de moment p_x este $v_x = p_x/m_n^*$ numărul electronilor ce sosesc pe unitatea de suprafaţă în unitate de timp este

$$N_x(p_x) = \int_{p_{x0}}^{\infty} \frac{p_x}{m_n^*} dn(p_x). \tag{2.5}$$

Densitatea curentului de emisie este dată de produsul dintre q şi N_x

$$j_e = \frac{q}{m_n^*} \int_{p_{x0}}^{\infty} p_x \, dn(p_x). \tag{2.6}$$

Pentru calculul cantităţii $dn(p_x)$ este necesară cunoaşterea numărului de stări şi a funcţiei de distribuţie Fermi-Dirac. Numărul de stări cuprinse în intervalul p şi $p + dp$ şi pe unitate de volum spaţiul este dat de relaţia (vezi cap. I)

$$dS_{1(p)} = \frac{8\pi}{h^3} p^2 \, dp, \tag{2.7}$$

în care valorile momentului pot fi luate în orice direcţie deoarece $p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2$; dar în expresia (2.6) se cere numărul electronilor ale căror momente sînt cuprinse între p_x şi $p_x + dp_x$ pentru valori arbitrare

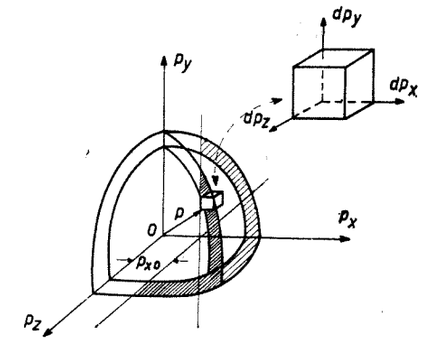


Fig. 2.2

ale lui p_y şi p_z. În scopul precizării acestei delimitări construim în spaţiul momentelor o sferă de rază p şi separăm o coroană sferică de grosime dp (fig. 2.2) care include toate stările cuprinse între p şi $p + dp$. Stările cuprinse între $p_x + dp_x$, $p_y + dp_y$, $p_z + dp_z$ reprezintă

un paralelipiped avînd dimensiunile $dp_x dp_y dp_z$. Numărul de stări (2.7) corespund întregului volum al coroanei sferice, adică volumului $4\pi p^2 dp$ prin urmare în paralelipipedul de volum $dp_x dp_y dp_z$ numărul stărilor va fi

$$dS_{0(p)} = \frac{dS_{1(p)}}{4\pi p^2 dp} dp_x dp_y dp_z = \frac{2\, dp_x dp_y dp_z}{h^3}. \tag{2.8}$$

Numărul electronilor avînd momentele cuprinse între $p_x + dp_x$, $p_y + dp_y$, $p_z + dp_z$ este

$$dn_{(p_x, p_y, p_z)} = f_n(W)\, dS_{0(p)} = \frac{2\, dp_x dp_y dp_z}{h^3(1 + e^{(W-W_F)/kT})}. \tag{2.9}$$

Avînd în vedere că p_y şi p_z sînt arbitrare adică pot lua valori între $-\infty$ şi $+\infty$, numărul electronilor avînd momentele cuprinse între p_x şi $p_x + dp_x$ se obţine prin integrarea expresiei (2.9) după variabilele p_y şi p_z

$$dn_{(p_x)} = \frac{2}{h^3} dp_x \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_y dp_z}{1 + e^{(W-W_F)/kT}}. \tag{2.10}$$

Considerînd gazul electronic nedegenerat ($W - W_F \gg kT$), şi ţinînd cont că $W = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/2m_n^*$ relaţia (2.10) devine

$$dn_{(p_x)} = \frac{2}{h^3} e^{W_F/kT} e^{-p_x^2/2m_n^* kT} dp_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{-p_y^2/2m_n^* kT} dp_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-p_z^2/2m_n^* kT}. dp_z. \tag{2.11}$$

Fiecare integrală are valoarea $(2\pi m_n^* kT)^{1/2}$, prin urmare (2.11) devine

$$dn_{(p_x)} = \frac{4\pi m_n^* kT}{h^3} e^{W_F/kT} e^{-p_x^2/2m_n^* kT} dp_x. \tag{2.12}$$

Introducînd ultima relaţie în (2.6) se obţine

$$j_e = \frac{4\pi q m_n^* kT}{h^3} e^{W_F/kT} \int_{p_{x0}}^{\infty} e^{-p_x^2/2m_n^* kT} p_x\, dp_x. \tag{2.13}$$

Efectuăm integrarea şi ţinînd cont (2.2) şi (2.3) rezultă

$$j_e = \frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} T^2 e^{-W_\Phi/kT} = A T^2 e^{-W_\Phi/kT}, \tag{2.14}$$

unde

$$A = \frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} \simeq 120 \text{ Amperi} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{grad}^{-2}, \tag{2.15}$$

reprezintă o constantă universală.

II.2.2. Corecţii asupra formulei Richardson-Dushman

La verificarea experimentală a expresiei (2.14) s-au constatat abateri importante dintre care cea mai evidentă este micşorarea vizibilă a constantei A. La deducerea formulei Richardson-Dushman au fost neglijaţi o serie de factori, asupra cărora ne oprim pe scurt.

1. *Reflexii la suprafaţa de emisie.* Electronii de energie W se deplasează spre suprafaţa cristalului unde întîlnesc bariera energetică de înălţime W_0. Din studiul mişcării unui flux de electroni în prezenţa unei bariere energetice (asociind electronului funcţia de undă $\Psi(\boldsymbol{r}, t)$, vezi cap. I) este cunoscut faptul că pe lîngă unda transmisă asociată electronilor ce traversează bariera este prezentă şi o undă reflectată asociată electronilor care se întorc din nou în cristal. Prin urmare, la suprafaţa de separaţie cristal-vid are loc reflexia electronilor, caracterizată prin coeficientul de reflexie mediu $\overline{R}$. Calculele arată că pentru bariere energetice de formă rectangulară (fig. 2.1), $\overline{R}$ are valori cuprinse între $0{,}7 \div 0{,}8$; în realitate forma barierei energetice are o formă mai complicată, prezentînd racordări care diminuează sensibil coeficientul $\overline{R}$.

Avînd în vedere fenomenele de reflexie, în formula Richardson-Dushman trebuie introdus coeficientul de transfer mediu $\overline{D} = 1 - \overline{R}$, obţinîndu-se

$$j_e = \overline{D} A T^2 e^{-W_\Phi/kT} = A' T^2 e^{-W_\Phi/kT}, \tag{2.16}$$

unde $A' = \overline{D}A$ are valori cuprinse de obicei între $20 \div 80$ A cm^{-2} grad^{-2}.

2. *Prezenţa sarcinii spaţiale.* La deducerea legii emisiei termoelectronice s-a presupus că electronii care au părăsit metalul, sînt îndepărtaţi de suprafaţa de separaţie şi nu mai intervin în procesele următoare. În cazul cînd asupra electronilor emişi nu acţionează un cîmp electric, aceştia formează o sarcină spaţială, avînd densitatea maximă în imediata apropiere a suprafeţei, care va diminua curentul de emisie.

3. *Prezenţa cîmpului electric extern.* Dacă intensitatea cîmpului electric la suprafaţa de emisie are valori mari, pot fi influenţate esenţial intensitatea şi natura curentului de emisie. În primul rînd are loc o micşorare a funcţiei de lucru, efect Schottky, în al doilea rînd face posibilă tunelarea barierei energetice de către electroni cu energii mai mici decît înălţimea barierei.

4. *Orientarea cristalelor.* În cazul monocristalelor, valoarea funcţiei de lucru W_Φ este influenţată de orientarea suprafeţei emisive în raport cu axele cristalografe. În cazul materialelor policristaline W_Φ este influenţată de starea suprafeţei şi eventualele contaminări.

5. *Forma barierei energetice.* În cazurile reale, forma barierei energetice diferă de cea ideală arătată în figura 2.1; la aceasta concură doi factori: existenţa stratului electric dublu de la suprafaţa metalului şi acţiunea *forţelor imagine*, ultimul avînd un rol preponderent. Forţa imagine F_i

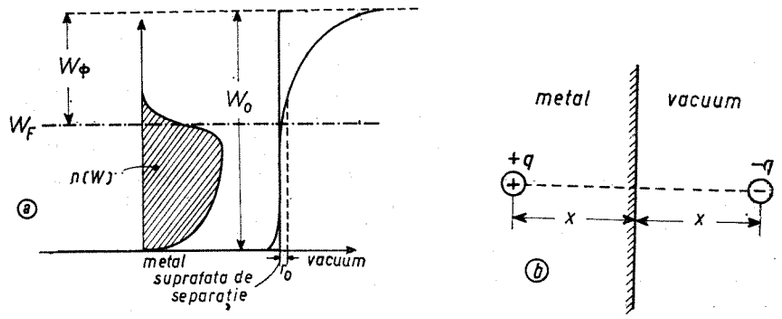


Fig. 2.3

este rezultatul interacţiunii dintre electronul considerat şi ionii din nodurile reţelei cristaline : în interiorul cristalului F_i are o valoare medie nulă, iar în apropierea suprafeţei F_i este îndreptată spre interior (similar cu tensiunea superficială). Datorită acţiunii factorilor de mai sus, bariera energetică are forma arătată în figura 2.3 *a*. Pentru calculul forţei F_i se foloseşte *metoda imaginilor electrice* a lui Kelvin : forţa de interacţiune dintre electron şi ionii pozitivi din nodurile reţelei cristaline poate fi înlocuită cu forţa de interacţiune dintre electron şi *imaginea* sa, o sarcină pozitivă amplasată simetric în raport cu suprafaţa cristalului (fig. 2.3 *b*). Din figură rezultă

$$F_i = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\,\frac{q^2}{4x^2}. \qquad (2.17)$$

II.2.3. Emisia termoelectronică la semiconductori

În cazul semiconductorilor pentru calculul intensităţii curentului de emisie este suficient să se ia în consideraţie numai electronii din banda de conducţie, a căror energie satisface relaţia (2.3). Cît priveşte electronii din banda de valenţă, aceştia sînt cuprinşi prin fixarea la infinit a limitei superioare a integralei (2.5). În aceste condiţii rămîne valabilă expresia (2.14), fiind necesare doar precizări cu privire la lărgimea benzii interzise, la poziţia nivelului Fermi şi la temperatură. Concentraţia electronilor din banda de conducţie şi poziţia nivelului Fermi sînt puternic influenţate de concentraţia şi natura impurităţilor introduse.

Considerăm un semiconductor de tip N la temperaturi relativ ridicate, în care adîncimea gropii de energie potenţială este egală cu distanţa dintre nivelul zero (de ionizare) şi marginea inferioară a zonei de valenţă (fig. 2.4). Se observă că semiconductorul de tip N are funcţia de lucru mai mică

$$W_\Phi = \delta W_N + W_\psi, \qquad (2.18)$$

unde W_ψ este lărgimea benzii de conducţie (*afinitatea electronică* a semiconductorului). Constanta universală A va fi afectată de variaţia pronunţată a masei efective m_n^* cu diferiţi factori. Densitatea curentului de emisie este

$$j_e = AT^2\, e^{-(\delta W_N + W_\psi)/kT}. \qquad (2.19)$$

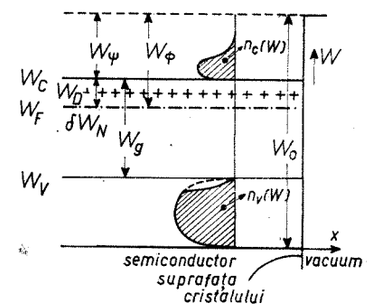


Fig. 2.4

Este evident că în cazul semiconductorilor intrinseci şi a celor de tip P, funcţia de lucru va avea valoarea mai mare.

II.3. Emisia termoelectronică în prezenţa cîmpului electric. Efect Schottky

S-a specificat mai sus că prezenţa cîmpului electric extern influenţează procesul de emisie termoelectronică pe două căi : a) micşorarea barierei energetice (Efect Schottky) ; b) deformarea barierei energetice, făcînd posibil efectul de tunelare cuantică. În acest paragraf ne ocupăm de primul efect, micşorarea barierei energetice.

Dacă între filamentul metalic încălzit şi un electrod ajutător se aplică o diferenţă de potenţial V_{ext}, cu — pe filament şi + pe electrodul ajutător, la suprafaţa de emisie va exista un cîmp electric E care îndepărtează electronii emişi şi micşorează funcţia de lucru W_Φ. Pentru a înţelege acest fenomen reprezentăm mai întîi variaţia diferitelor potenţiale în apropierea suprafeţei de separaţie metal-vid (fig. 2.5 *a*). Variaţia potenţialului V_b, corespunzător barierei energetice este simetrică faţă de variaţia energiei adică curba este rotită cu 180° faţă de axa $W = 0$, $V = 0$; se observă că graficul lui V_b reprezintă o hiperbolă cu asimptotele $0x$ şi $0V$. Compunînd grafic potenţialele V_b şi V_{ext}, potenţialul rezultant V are o acţiune frînantă asupra electronilor numai pe distanţa $0 - x_m$ apoi

el devine accelerator. Pentru calculul mărimii x_m se pleacă de la expresia forţei totale ce acţionează asupra electronului

$$F(x) = F_i(x) + F_e(x) = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{q^2}{4x^2} - qE, \tag{2.20}$$

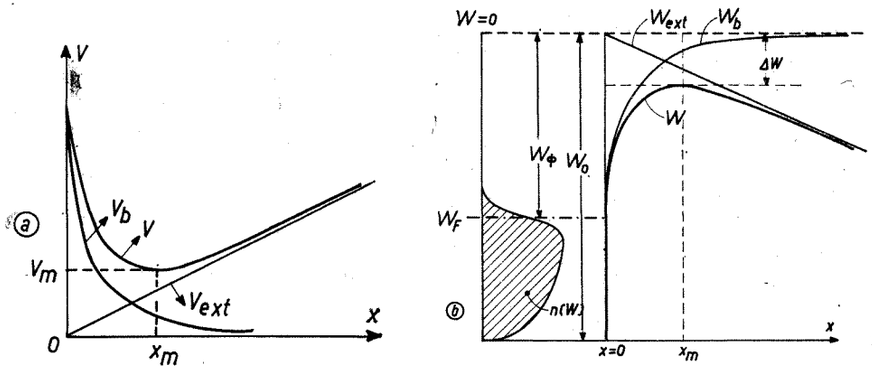


Fig. 2.5

unde E este datorat potenţialului V_{ext}. În punctul $x = x_m$ forţa $F(x)$ este zero, deci

$$x_m = \frac{1}{4\sqrt{\pi\varepsilon}} q^{1/2} E^{-1/2}. \tag{2.21}$$

Micşorarea barierei energetice este arătată în figura 2.5 *b*, W_b este bariera energetică, W_{ext} este variaţia energiei electronului în cîmpul electric extern, W este energia rezultantă, ΔW reprezintă micşorarea barierei energetice. Din figură se observă că bariera energetică reală se întinde pe spaţiul $0 - x_m$, apoi electronii cad într-un cîmp accelerator. În aceste condiţii ΔW are două componente: prima se datoreşte variaţiei energiei dată de forţa externă $F_e(x)$ pe spaţiul $0 - x_m$

$$\Delta_1 W = \int_0^{x_m} F_e(x)\,\mathrm{d}x = q\int_0^{x_m} E\,\mathrm{d}x = q\,E x_m\,; \tag{2.22}$$

a doua reprezintă energia cheltuită pentru deplasarea electronului de la x_m la infinit

$$\Delta_2 W = \int_{x_m}^{\infty} F_i(x)\mathrm{d}x = \frac{q^2}{16\,\pi\varepsilon}\int_{x_m}^{\infty}\frac{\mathrm{d}x}{x^2} = \frac{q^2}{16\,\pi\varepsilon x_m}. \tag{2.23}$$

Înlocuind în (2.22) pe E cu valoarea sa din (2.21) rezultă

$$\Delta_1 W = \frac{q^2}{16\,\pi\varepsilon x_m}. \tag{2.24}$$

Micşorarea barierei energetice are valoarea

$$\Delta W = \Delta_1 W + \Delta_2 W = \frac{q^2}{8\,\pi\varepsilon x_m} = \frac{1}{\sqrt{4\pi\varepsilon}} q^{3/2} E^{1/2}, \tag{2.25}$$

prin urmare, în prezenţa cîmpului electric extern, funcţia de lucru are expresia

$$W_{\Phi E} = W_\Phi - \Delta W = W_\Phi - \frac{1}{\sqrt{4\pi\varepsilon}} q^{3/2} E^{1/2}. \tag{2.26}$$

Densitatea curentului de emisie va avea expresia

$$j_e = \overline{D} A T^2\, \mathrm{e}^{-W_{\Phi E}/kT} = \overline{D} A T^2\, \mathrm{e}^{-W_\Phi/kT}\, \mathrm{e}^{q^{3/2}E^{1/2}/\sqrt{4\pi\varepsilon}}. \tag{2.27}$$

Ultima formulă poartă denumirea de legea lui Schottky.

II.4. Emisia prin efect tune (autoelectronică)

Existenţa emisiei electronice la rece în prezenţa unui cîmp electric extern a fost confirmată experimental de Millikan şi Eyring în 1926. Explicaţia teoretică a acestui tip de emisie a fost dată de Fowler şi Nordheim în 1928, arătîndu-se că electronii pot părăsi metalul prin efect tunel, în urma îngustării barierei energetice de către un cîmp electric extern foarte intens.

Deformarea barierei energetice reale sub influenţa cîmpului electric extern este arătată în figura 2.6 *a*; pentru a evita calcule laborioase cu privire la coeficientul de transmisie cuantică $D_t(E)$ se ia forma idealizată (rectangulară) a barierei energetice şi se neglijează efectul Schottky (fig. 2.6 *b*).

Emisia electronică prin efect tunel poate fi explicată cu ajutorul modelului Fowler-Nordhein din figura 2.7. Densitatea curentului de emisie prin efect tunel se obţine înmulţind expresia (2.6) cu $D_t(E)$ şi luînd limita inferioară a integralei egală cu zero

$$j_t = \frac{q}{m_n^*}\int_0^{\infty} D_t(E)\, p_x\, \mathrm{d}n_{(v_x)}. \tag{2.28}$$

Rezolvarea acestei integrale este extrem de laborioasă în cazul general; cititorul poate găsi în lucrările [2], [3] unele expresii aproximative

$$j_t = A_1 E^2 e^{-C_2/E}, \tag{2.29}$$

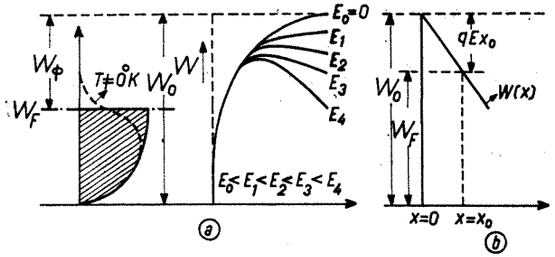


Fig. 2.6

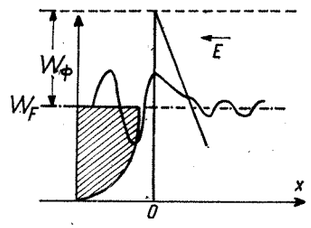


Fig. 2.7

unde A_1 şi C_2 sînt constante, care după Fowler şi Nordheim au expresiile

$$A_1 = \frac{q}{2\pi h} \frac{W_F^{1/2}}{W_0 W_\Phi^{3/2}}, \tag{2.30}$$

$$C_2 = \frac{4}{3\hbar q} (2m_n^*)^{1/2} W_\Phi^{3/2}. \tag{2.31}$$

Relaţia (2.29) exprimă legea emisiei electronice la rece, prin efect tunel, stabilită prima dată de Fowler şi Nordheim; ea prezintă o anumită analogie cu legea emisiei termoelectronice, în care T^2 este înlocuit cu E^2.

II.5. Emisia fotoelectronică

Emisia fotoelectronică (efectul fotoelectronic extern) constă în emiterea electronilor de către metale şi semiconductori sub acţiunea cuantelor luminoase (flux luminos). Efectul a fost descoperit de H. Hertz în 1887, fiind apoi studiat de Stoletov, Lenard, J. Thomson, Einstein. Efectul fotoelectronic este de două feluri: a) *extern*, emisie fotoelectronică propriu-zisă; b) *intern*, care constă în creşterea conductivităţii electronice sub acţiunea radiaţiilor luminoase; acest efect este puternic evidenţiat la semiconductori şi dielectrici, unde sub acţiunea radiaţiilor iau naştere electroni în ZC şi goluri în ZV; la metale efectul este mai puţin pronunţat deoarece în ZC există deja un număr mare de electroni.

II.5.1. Emisia fotoelectronică la metale

Emisia fotoelectronică este guvernată de două legi principale.

1. Densitatea curentului fotoelectronic j_f este proporţională cu intensitatea fluxului luminos Φ, absorbit pe unitate de suprafaţă emisivă (Φ este considerat monocromatic). Această lege a fost stabilită de Stoletov în 1890 şi are o deosebită importanţă în construcţia dispozitivelor fotoelectronice.

2. Energia maximă a electronilor emişi sub acţiunea radiaţiilor luminoase este direct proporţională cu frecvenţa radiaţiei şi nu depinde de intensitatea ei. Această lege a fost stabilită experimental de Lenard în 1889; explicarea experienţelor lui Lenard şi formularea matematică a legii a fost dată de Einstein în 1905 pe baza teoriei cuantelor. Din această cauză legea poartă numele lui Einstein.

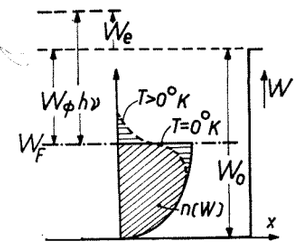


Fig. 2.8

Pentru deducerea ecuaţiei lui Einstein ne referim la figura 2.8. Presupunem că metalul se află la o temperatură foarte scăzută, prin urmare înainte de absorbţia cuantei luminoase energia maximă a electronilor este W_F. După absorbţia cuantei de energie $h\nu$, electronul părăseşte metalul avînd energia totală $W_0 + W_e$ unde W_e este energia cinetică a fotoelectronilor. Aplicînd principiul conservării energiei avem

$$W_F + h\nu = W_0 + W_{e\max}, \tag{2.32}$$

de unde

$$W_{e\max} = \frac{mv_{\max}^2}{2} = h\nu - W_\Phi, \tag{2.33}$$

expresie care reprezintă legea lui Einstein sub formă generală.

Micşorînd treptat frecvenţa ν se ajunge la situaţia cînd $W_{e\max} = 0$ adică emisia fotoelectronică încetează total pentru frecvenţa critică

$$\nu_0 = W_\Phi / h, \tag{2.34}$$

unde ν_0 constituie *pragul de roşu* al emisiei fotoelectronice. Ţinînd seama de ultima relaţie, legea lui Einstein se poate pune sub forma

$$W_{e\max} = h(\nu - \nu_0), \tag{2.35}$$

expresie ce se utilizează la verificările experimentale. Din relaţia (2.34) se observă că lungimea de undă critică depinde de funcţia de lucru

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{ch}{W_\Phi} = \frac{12\,300}{W_\Phi}\ \text{Å}, \tag{2.36}$$

unde W_Φ se măsoară în electroni-volţi.

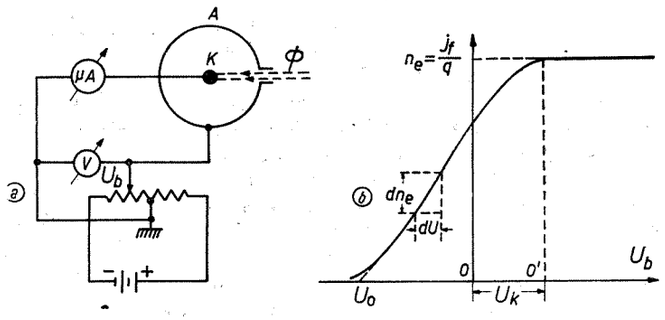


Fig. 2.9

Pentru studiul experimental al emisiei fotoelectronice se utilizează de obicei metoda *potenţialului întîrzietor*, al cărei principiu rezultă din figura 2.9 *a* : fotocatodul K şi anodul A formează un condensator sferic, între armăturile căruia se aplică un potenţial întîrzietor (+ pe fotocatod şi — pe anod). Dependenţa dintre curentul fotoelectronic şi potenţialul aplicat poartă numele de *curbă de întîrziere* (fig. 2.9 *b*). Potenţialul întîrzietor dă naştere unui cîmp frînant pentru fotoelectroni, astfel încît mărind potenţialul pînă la U_0, curentul fotoelectronic devine zero. Întrucît se lucrează cu potenţiale mici, trebuie luat în seamă şi potenţialul de contact dintre catod şi anod U_k (+ pe catod şi — pe anod) prin urmare tensiunea reală între catod şi anod este

$$U_a = U_b + U_k. \tag{2.37}$$

Pentru tensiuni pozitive mai mari de U_k, cîmpul electric este accelerator şi curentul ajunge la saturaţie.

În momentul anulării curentului are loc egalitatea

$$qU_0 = h(\nu - \nu_0), \tag{2.38}$$

de unde

$$U_0 = h(\nu - \nu_0)/q, \tag{2.39}$$

adică potenţialul de blocare este o funcţie liniară de ν.

II.5.2. Caracteristici spectrale

Emisia fotoelectronică a unui metal poate fi caracterizată prin *senzibilitatea* (constanta) γ_f, care se exprimă ca raportul dintre densitatea curentului fotoelectronic şi intensitatea fluxului luminos $\gamma_f = j_f/\Phi$ şi se măsoară în μA/lm. Dacă se înmulţeşte j_f şi Φ cu t, atunci γ_f se exprimă ca raportul dintre cantitatea de electricitate emisă şi energia absorbită (Coulombi/Joule).

Cantitatea de electricitate poate fi caracterizată prin numărul electronilor emişi $n_e = j_f/q$ iar energia prin numărul de cuante absorbite $n_c = \Phi/h\nu$. Făcînd raportul dintre n_e şi n_c se obţine sensibilitatea cuantică $\gamma_{fc} = n_e/n_c$ şi se exprimă în număr de electroni pe cuantă de energie; la metale pure $\gamma_{fc} = 10^{-3}$—10^{-5}.

Expresia densităţii curentului fotoelectronic este dată de legea lui Fowler [2], [3]. În cazul temperaturilor mici, $T \to 0$°K, avem

$$j_f = \frac{\alpha A_0}{2k^2} h^2(\nu - \nu_0)^2 = C_1(\nu - \nu_0)^2, \tag{2.40}$$

unde

A_0 este constanta universală din formula Richardson-Dushman,

α — constanta de absorbţie, definită ca raportul dintre numărul electronilor excitaţi (prin absorbţie de cuante luminoase) şi numărul total al electronilor cvasiliberi din apropierea suprafeţei fotocatodului;

k — constanta Boltzman.

În cazul temperaturilor ridicate avem

$$j_f = \alpha A_0 T^2 f(z), \tag{2.41}$$

unde

$$f(z) = \int_{-\infty}^{z} \ln\{1 + e^u\}\, du, \tag{2.42}$$

iar $u = (W_F - W_x)/kT$.

Din legea lui Fowler în cazul temperaturilor scăzute (2.40) rezultă că curentul fotoelectronic este o funcţie pătratică de frecvenţa radiaţiei incidente, în general monoton crescătoare (fig. 2. 10 *a*). Graficul ce reprezintă variaţia constantei γ_f (sau γ_{fc}) în funcţie de frecvenţă poartă denumirea de *caracteristică spectrală* a metalului. În legătură cu forma reală a caracteristicii spectrale (fig. 2. 10 *b*) sînt necesare unele precizări. La temperaturi scăzute caracteristica începe la $\nu = \nu_0$ adică atunci cînd

cînd energia fotonului este suficientă pentru a scoate electroni de pe nivelele cele mai ridicate, egale aproximativ cu W_F. Crescînd frecvenţa creşte şi curentul însă nu pătratic, ci mai lent, întrucît prin apropierea de fundul gropii de energie, scade densitatea de stări $g(W)$ şi se micşorează numărul electronilor liberi. Creşterea curentului j_f şi a senzibilităţii γ_{fe} continuă pînă la $h\nu = W_0$ cînd toţi electronii sînt supuşi acţiunii cuantelor luminoase.

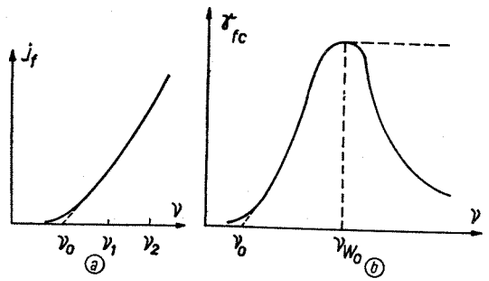


Fig. 2.10

Începînd de la această frecvenţă s-ar părea că γ_{fc} nu mai depinde de frecvenţă; în realitate are loc o scădere a lui γ_{fc} întrucît odată cu creşterea frecvenţei scade constanta de absorbţie α.

Maximul caracteristicii spectrale are loc, de obicei, la o frecvenţă ν_{max} puţin mai mică decît $\nu_{W_0} = W_0/h$.

Rezultă că pentru toate metalele, în stare pură şi cu suprafeţe plane, caracteristica spectrală prezintă cel puţin un maximum, deci împărţirea în două categorii a efectului fotoelectronic extern, efect fotoelectric normal şi efect fotoelectric selectiv, este cu totul convenţională. Diferenţa dintre aceste două categorii constă numai în intervalul de frecvenţe în care este amplasat maximul caracteristicii spectrale. La metale alcaline şi alcalino-pămîntoase, la care $W_0 \simeq 5$eV maximul este amplasat în ultravioletul apropiat şi poate fi observat în condiţii obişnuite de experienţă. În metalele greu fuzibile Ta, W, Ni, la care $W_0 \simeq 16$eV maximul este amplasat în ultravioletul îndepărtat, unde condiţiile de experienţă sînt dificile din cauza absorbţiei radiaţiilor de către atmosferă şi pereţi de sticlă. Efectuînd experienţele în vid înaintat pentru Ni s-a găsit maximul amplasat la $\lambda = 640$Å

II.5.3. Emisia fotoelectronică la semiconductori

În cazul semiconductorilor electronii care participă la formarea curentului fotoelectronic pot proveni din ZC sau ZV, de pe nivelele donoare sau acceptoare. Principalele deosebiri între emisia fotoelectronică la semi-

conductori şi cea de la metale, sînt: spre deosebire de metale, la semiconductori funcţia de lucru fotoelectronică nu coincide cu cea termoelectronică; forma caracteristicilor voltamperice în cazul potenţialelor întîrzietoare, sînt diferite la semiconductori faţă de metale.

1. *Semiconductori intrinseci.* Presupunînd un semiconductor intrinsec la temperaturi scăzute, ZC este complet vidă iar fotoelectronii provin din ZV (fig 2.11). Funcţia de lucru pentru emisia fotoelectronică este

$$W_{\Phi f} = W_g + W_\psi, \qquad (2.43)$$

iar funcţia de lucru pentru emisia termoelectronică are valoarea

$$W_\Phi = W_g/2 + W_\psi, \qquad (2.44)$$

prin urmare

$$W_\Phi = W_{\Phi f} - W_g/2. \qquad (2.45)$$

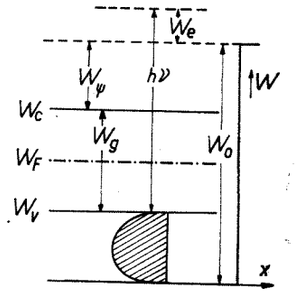


Fig. 2.11

Distribuţia energetică a fotoelectronilor diferă mult de cea găsită la metale, fapt datorat variaţiei diferite a densităţii de stări $g(W)$ cu energia. Presupunem două eşantioane, unul de metal, altul de semiconductori, avînd aceeaşi valoare a nivelelor Fermi (fig 2.12); variaţiile curenţilor cu potenţialul întîrzietor sînt arătate în figura 2.13. Diferenţa de formă poate fi explicată astfel. Presupunînd că în ambele cazuri efectul este produs de

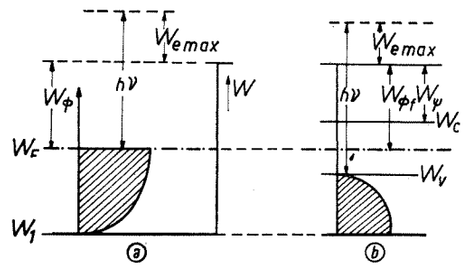


Fig. 2.12

fotoni de energie $h\nu$ se observă că în cazul metalului fotoelectronii provin de pe nivelele cuprinse între W_1 şi W_F iar la semiconductor fotoelectronii provin de pe nivelele cuprinse între W_1 şi W_V. Se constată că intervalul energetic al fotoelectronilor proveniţi de pe metal este mai larg decît al celor proveniţi de pe semiconductor deci $U_{bo} > U_{bos}$. Pe măsură ce ne apropiem de la W_1 spre W_F numărul electronilor capabili să absoarbă

fotonul de energie $h\nu$ creşte în metal şi scade în semiconductor ; din această cauză curbele curenţilor j_f pentru metal (fig. 2.13 *a*) şi pentru semiconductor (fig. 2.13 *b*) sînt diferite. În cazul luminii polarizate, eficienţa cuantică depinde de orientarea vectorului $\boldsymbol{E}$ faţă de suprafaţă emisivă (fig. 2.13 *c*).

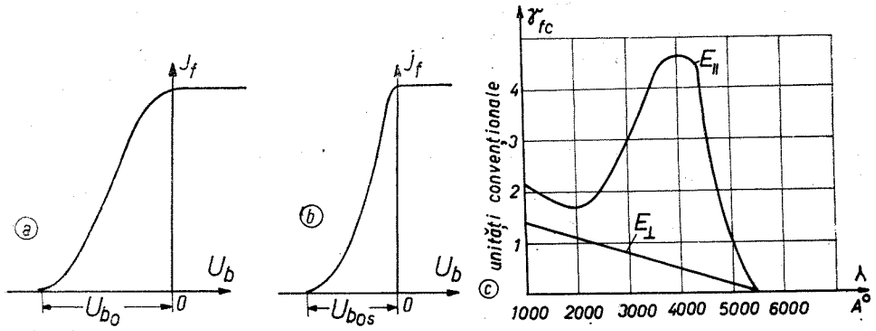


Fig. 2.13

2. *Semiconductori extrinseci.* Considerăm un semiconductor de tip N la temperaturi scăzute, avînd nivelul Fermi amplasat aproximativ la jumătatea distanţei dintre nivele donoare şi marginea inferioară a benzii de conducţie (fig. 2.14 *a*). Electronii capabili să absoarbă fotoni

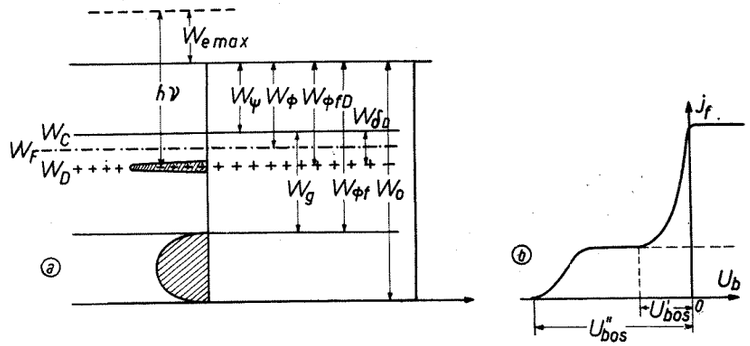


Fig. 2.14

sînt amplasaţi pe nivelele donoare şi în ZV. Pentru electronii de pe nivelele donoare funcţia de lucru fotoelectronică are valoarea

$$W_{\Phi fD} = W_\psi + (W_c - W_D) = W_\psi + W_{\delta D}, \tag{2.46}$$

iar funcţia de lucru termoelectronică are expresia

$$W_\Phi = W_{\Phi f} - W_{\delta D}/2. \tag{2.47}$$

Pentru electronii din ZV mărimile $W_{\Phi f}$ şi W_Φ au expresiile (2.43), (2.44). Dacă energia fotonilor incidenţi este suficient de mare, fotoelectronii vor proveni din ZV şi de pe nivelele donoare ; energia fotoelectronilor proveniţi de pe nivelele donoare este mult mai mare decît a celor proveniţi din ZV, prin urmare caracteristica voltamperică va avea forma arătată în figura 2.14 *b*.

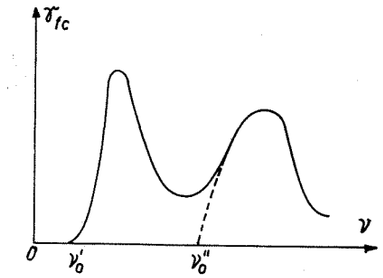


Fig. 2.15

Existenţa pragurilor în caracteristica voltamperică, cauzată de existenţa benzilor energetice în semiconductori, se reflectă şi în forma caracteristicii spectrale (fig. 2.15). Emisia fotoelectronică începe la frecvenţa ν'_0 (primul prag de roşu) care are valoarea

$$\nu'_0 = W_{\Phi fD}/h = (W_\psi + W_{\delta D})/h. \tag{2.48}$$

Minimul dintre cele două maxime ale caracteristicii se datoreşte benzii interzise. Al doilea prag de roşu ν''_0 are valoarea

$$\nu''_0 = W_{\Phi f}/h = (W_\psi + W_g)/h. \tag{2.49}$$

II.6. Emisia electronică secundară

Prin emisie electronică secundară se înţelege în general extragerea electronilor de pe un solid sub influenţa bombardamentului cu particule încărcate sau neutre : electroni, ioni, atomi. În sens restrîns prin emisie

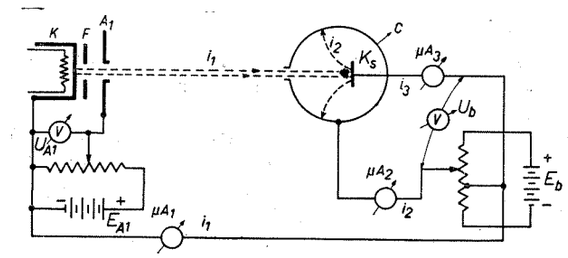


Fig. 2.16

secundară se înţelege emiterea electronilor de către un solid sub influenţa unui fascicul electronic incident.

Punerea în evidenţă a emisiei secundare se efectuează cu ajutorul schemei arătate în figura 2.16. Fluxul electronic incident este furnizat

de tunul electronic format din catodul K, diafragma de focalizare F şi de anodul accelerator A_1; căzînd pe electrodul ţintă K_s electronii primari cauzează emisia de electroni secundari care sînt captaţi de colectorul C. Fluxul de electroni primari formează curentul I_1, electronii secundari formează curentul I_2; instrumentul μA_3 măsoară suma algebrică a curenţilor I_1 şi I_2.

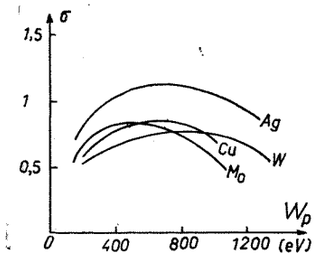


Fig. 2.17

Parametrul cel mai des utilizat pentru caracterizarea emisiei secundare este coeficientul de emisie secundară σ, definit de raportul

$$\sigma = I_2/I_1. \qquad (2.50)$$

Pentru majoritatea metalelor pure coeficientul de emisie secundară este o funcţie nemonotonă de energia electronilor incidenţi (fig. 2.17) mai întîi σ creşte odată cu energia W_p a electronilor primari, atinge valoarea maximă σ_{max}, apoi scade din nou; pentru energii $W_p > 50$ KeV rămîne aproximativ constant avînd valori subunitare. Valorile lui σ_{max} pentru unele metale mai des utilizate sînt date în tabela II.1.

Tabela II.1

Metal	σ_{max}	W_Φ (eV)	Metal	σ_{max}	W_Φ (eV)	Metal	σ_{max}	W_Φ (eV)
Cs	0,72	1,93	Be	0,53	3,9	W	1,4	4,5
K	0,75	2,2	Ta	1,3	4,13	Ag	1,5	4,55
Ba	0,83	2,52	Al	1,0	4,2	Ni	1,31	4,61
Rd	0,9	2,57	Cu	1,3	4,29	Pt	1,8	5,32

Din tabelă se observă că pentru o bună parte din metale există o anumită proporţionalitate între σ_{max} şi W_Φ, însă în general nu se poate stabili o relaţie riguroasă între aceste mărimi.

Deosebit de importantă pentru studiul emisiei secundare şi pentru utilizările practice este distribuţia energetică a electronilor secundari. Această distribuţie poate fi dedusă din caracteristica voltamperică: amplificînd potenţiale întîrzietoare colectorului, curentul I_2 scade şi devine zero (fig. 2.18 *a*) atunci cînd potenţialul frînant devine aproximativ egal cu potenţialul U_{A1} al anodului accelerator. Presupunînd energia electronilor incidenţi constantă şi egală cu 150 eV, distribuţia energetică a electronilor secundari are forma arătată în figura 2.18 *b* (curbele pline din fig. 2.18 se referă la metale, cele întrerupte la semiconductori). Se disting mai multe categorii de electroni care formează curentul I_2: I — electroni primari reflectaţi elastic de suprafaţa cristalului, păstrîndu-şi neschimbată energia; II — electroni primari reflectaţi neelastic cu pierderi neînsemnate de

energie; III — grup intermediar format din electroni primari care au pierdut o cantitate importantă de energie şi electroni secundari care au acumulat energii importante; IV — electroni secundari propriu-zişi emişi de reţeaua cristalină care au o distribuţie energetică de tip maxwellian. Se observă că majoritatea electronilor secundari adevăraţi se află cuprinşi

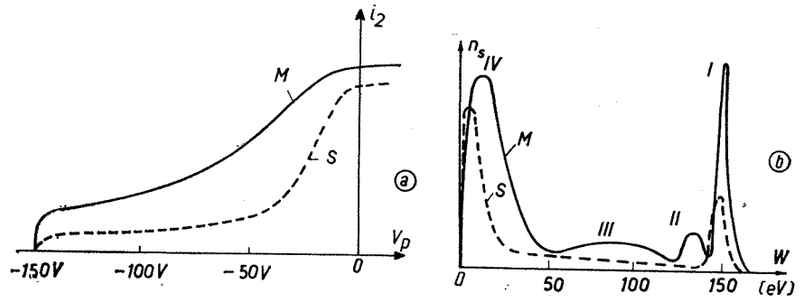


Fig. 2.18

în intervalul energetic $0 \div 40$ eV şi distribuţia lor energetică nu depinde de energia electronilor incidenţi.

Coeficientul de emisie secundară σ este puternic influenţat de unghiul făcut de fasciculul incident cu normala la suprafaţa eşantionului. Dacă presupunem că fasciculul cade perpendicular pe suprafaţa eşantionului (fig. 2.19 *a*) electronii primari urmează un drum în zig-zag datorită ciocnirilor consecutive cu nodurile reţelei cristaline; drept urmare electronii secundari iau naştere mai aproape de suprafaţă decît în cazul cînd electronii

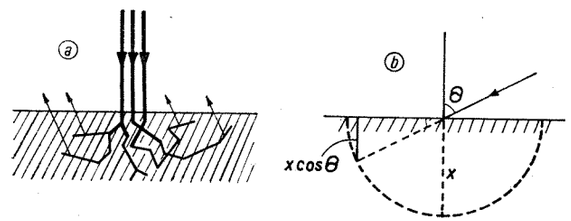


Fig. 2.19

primari s-ar mişca rectiliniu. Drept urmare va avea loc o creştere a coeficientului σ deoarece electronii secundari au condiţii mai favorabile de a părăsi metalul. Pornind de la această observaţie se poate prevedea o creştere importantă a coeficientului de emisie secundară cînd fasciculul incident cade sub un unghi θ faţă de normală (fig. 2.19 *b*). În acest caz se micşorează pierderile de energie de către electronii secundari în drumul lor din locul unde a fost creaţi pînă la suprafaţă, deoarece distanţa parcursă devine

$x \cos\theta$ în loc de x. În figura 2.20 *a* se arată variaţia lui σ funcţie de energia electronilor incidenţi cu θ parametru; în figura 2.20 *b* se arată variaţia lui σ în funcţie de unghiul θ pentru o valoare constantă a energiei electronilor incidenţi. La suprafeţele poroase σ este mai mic şi are o slabă dependenţă de unghiul de incidenţă.

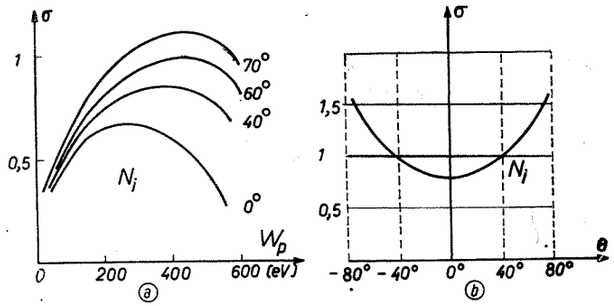


Fig. 2.20

Emisia electronică secundară la semiconductori şi izolatori are unele particularităţi importante. Fiind dat că la semiconductori şi izolatori în *ZC* există un număr mic de electroni liberi, electronii secundari au condţii mai prielnice de a ajunge la suprafaţă (pierderile de energie cauzate de interacţiunile cu aceşti electroni liberi sînt mai mici); în consecinţă coeficientul de emisie secundară σ are valori mai ridicate. La semiconductori şi izolatori majoritatea electronilor secundari adevăraţi sînt cuprinşi în intervalul energetic $0 \div 10$ eV.

Studiul experimental al emisiei secundare la semiconductori şi izolatori este mult mai dificil întrucît eşantionul respectiv se încarcă pozitiv, dacă $\sigma > 1$ sau negativ dacă $\sigma < 1$. Afară de aceasta bombardamentul electronic poate duce la deteriorarea structurii cristaline, deci σ va depinde şi de timpul de bombardare. La Ge şi Si $\sigma_{max} = 1{,}1 \div 1{,}2$; la unii semiconductori compuşi KCl, Ag — Cs_2O — Cs etc.) σ poate ajunge la 10.

La straturi subţiri izolatoare are loc o *emisie secundară anormală*. În 1936 Malter a observat o emisie secundară extrem de puternică $\sigma_{max} = 100 \div 1000$ la un electrod de Al acoperit cu un strat subţire (aproximativ 2000 Å) de oxid de aluminiu (Al_2O_3). Acest tip de emisie a căpătat denumirea de emisie secundară anormală, care afară de σ mare, mai prezintă următoarele particularităţi: emisia durează un timp îndelungat, aproximativ cîteva ore după întreruperea bombardamentului; valoarea lui σ_{max} creşte dacă în tub se introduce un gaz ce poate fi ionizat de către electronii primari; se observă o scădere a lui σ_{max} odată cu creşterea intensităţii curentului primar. Explicaţia dată de Malter pentru acest tip

de emisie, pe scurt, este următoarea. Datorită bombardamentului cu electroni primari, stratul de dielectric emite electroni secundari şi întrucît $\sigma > 1$ suprafaţa expusă bombardamentului se încarcă pozitiv. Această sarcină pozitivă dă naştere unui cîmp electric intens în interiorul dielectricului, deci la suprafaţa metalului; are loc o puternică emisie electronică prin efect tunel, ca urmare a deformării barierei energetice. Inerţia emisiei secundare anormale se explică prin faptul că stratul de Al_2O_3 este un izolator ideal şi păstrează timp îndelungat sarcina creată prin bombardamentul electronic.

II.7. Mişcarea particulelor încărcate sub influenţa cîmpurilor *E* şi *B*

II.7.1. Ecuaţia generală de mişcare a particulelor încărcate în cîmpuri uniforme statice

În regiunea din spaţiu unde fiecare punct este caracterizat prin vectorii $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$ intensitatea electrică, şi $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})$, intensitate (inducţie) magnetică se spune că este prezent un cîmp electromagnetic. Presupunem că vectori $\boldsymbol{E}$ şi $\boldsymbol{B}$ sînt uniformi în spaţiu şi constanţi în timp adică $\boldsymbol{E}$ şi $\boldsymbol{B}$ sînt creaţi independent unul de altul şi nu sînt influenţaţi de cîmpul particulei în mişcare; de asemenea, considerăm că variaţia masei particulei cu viteza este neglijabilă.

Asupra unei particule de masă m şi sarcină q care se găseşte în cîmpul electromagnetic acţionează forţa Lorentz

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{F}_e + \boldsymbol{F}_m = q(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}), \tag{2.51}$$

unde $\boldsymbol{v}$ este vectorul viteză. Ecuaţia de mişcare a particulei este

$$m \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = q(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}). \tag{2.52}$$

Pentru uşurinţa studiului fiecare din vectorii relaţiei (2.52) se descompun în două componente: una paralelă cu $\boldsymbol{B}$, notată cu indicele $\parallel$, alta perpendiculară pe $\boldsymbol{B}$ notată cu indicele $\perp$. Se obţine

$$m \frac{d}{dt}(\boldsymbol{v}_\parallel + \boldsymbol{v}_\perp) = q[\boldsymbol{E}_\parallel + \boldsymbol{E}_\perp + (\boldsymbol{v}_\parallel + \boldsymbol{v}_\perp) \times \boldsymbol{B}]. \tag{2.53}$$

Separăm termenii după cele două componente şi ţinînd cont că $\boldsymbol{v}_{\parallel} \times \boldsymbol{B} = 0$, rezultă

$$m \frac{d\boldsymbol{v}_{\parallel}}{dt} = q \boldsymbol{E}_{\parallel}, \tag{2.54}$$

$$m \frac{d\boldsymbol{v}_{\perp}}{dt} = q (\boldsymbol{E}_{\perp} + \boldsymbol{v}_{\perp} \times \boldsymbol{B}). \tag{2.55}$$

Relaţia (2.55) se poate explicita dacă vectorul $\boldsymbol{v}_{\perp}$ se înlocuieşte prin două componente : o viteză variabilă $\boldsymbol{u}$ şi o viteză de derivă (drift) $\boldsymbol{v}_D$, ambele perpendiculare pe $\boldsymbol{B}$

$$\boldsymbol{v}_{\perp} = \boldsymbol{u} + \boldsymbol{v}_D, \tag{2.56}$$

unde $\boldsymbol{v}_D$ se defineşte ca raportul

$$\boldsymbol{v}_D = \frac{\boldsymbol{E}_{\perp} \times \boldsymbol{B}}{|\boldsymbol{B}|^2}. \tag{2.57}$$

Ţinînd seama de ultimele două relaţii, putem pune pe (2.55) sub forma

$$m \frac{d\boldsymbol{u}}{dt} = q \left[\boldsymbol{E}_{\perp} + \boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B} + \frac{(\boldsymbol{E}_{\perp} \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B}}{|\boldsymbol{B}|^2} \right]. \tag{2.58}$$

Din analiza vectorială este cunoscut că

$$(\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B} = - |\boldsymbol{B}|^2 \boldsymbol{E}_{\perp}, \tag{2.59}$$

deci (2.58) devine

$$m \frac{d\boldsymbol{u}}{dt} = q \boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}. \tag{2.60}$$

Din relaţiile (2.54), (2.57) şi (2.60) rezultă că mişcarea particulelor de masă m şi sarcina q în cîmpuri uniforme şi constante reprezintă suprapunerea a trei tipuri de mişcări distincte.

1. O mişcare uniform accelerată în direcţia lui $\boldsymbol{B}$, modulul acceleraţiei fiind $qE_{\parallel}/m$ (2.54).

2. O mişcare de derivă (drift) efectuată într-un plan perpendicular pe $\boldsymbol{E}$ şi $\boldsymbol{B}$; modulul vitezei acestei mişcări este $E_{\perp}/B$ (2.57).

3. O mişcare circulară uniformă efectuată într-un plan perpendicular pe $\boldsymbol{B}$, avînd viteza $\boldsymbol{u}$ determinată de relaţia (2.60). Centrul cercului se

mai numeşte *centru de ghidare*; particulele de sarcină pozitivă se mişcă după acele ceasornicului iar cele de sarcină negativă în sens invers.

În figura (2.21) se arată cele trei componente ale mişcării pentru cazul sarcinii pozitive.

II.7.2. Mişcarea particulelor încărcate în cîmpuri E şi B reciproc perpendiculare

Spre deosebire de cazul general, aici presupunem că vectorii $\boldsymbol{E}$ şi $\boldsymbol{B}$ sînt perpendiculari unul pe altul; dacă particula are viteza iniţială v_0, vectorul $\boldsymbol{v}_0$ se găseşte într-un plan perpendicular pe $\boldsymbol{B}$, prin urmare lipsesc componentele $\boldsymbol{E}_{\parallel}$ şi $\boldsymbol{v}_{\parallel}$.

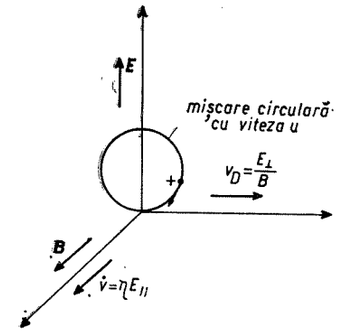


Fig. 2.21

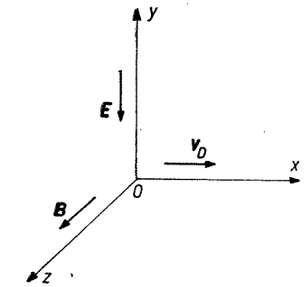


Fig. 2.22

Fixînd sistemul de coordonate şi sensurile cîmpurilor ca în figura 2.22, rezultă $E_x = E_z = 0$, $E_y = -E$; $B_x = B_y = 0$, $B_z = -B$; $v_z = 0$. Ecuaţiile de mişcare ale electronului (această configuraţie de cîmp se întîlneşte în magnetroane şi tuburile cu undă progresivă unde particulele mobile sînt electroni) sub formă scalară se scriu

$$\frac{dv_x}{dt} = \eta v_y B = \omega_c v_y, \tag{2.61}$$

$$\frac{dv_y}{dt} = \eta E - \eta v_x B = \eta E - \omega_c v_x, \tag{2.62}$$

unde $\omega_c = \eta B$ se numeşte frecvenţă unghiulară (ciclotronică, Larmor); $\eta = q/m$.

Presupunînd că electronul intră în spaţiul unde acţionează $\boldsymbol{E}$ şi $\boldsymbol{B}$ cu viteza iniţială v_{0x} paralelă cu axa $0x$ şi că la $t = 0$ avem $x_0 = y_0 = z_0 = 0$, soluţiile ecuaţiilor diferenţiale (2.61), (2.62) sînt de forma [1]

$$x = v_D t - \frac{v_D - v_{0x}}{\omega_c} \sin \omega_c t, \tag{2.63}$$

$$y = \frac{v_D - v_{0x}}{\omega_c} (1 - \cos \omega_c t), \tag{2.64}$$

unde $v_D = E/B$.

Ecuaţiile (2.63), (2.64) arată că electronul se mişcă în general după curbe de formă trohoidală. Dacă electronul are viteza iniţială zero $v_{0x} = 0$, ultimile două ecuaţii devin

$$x = R_0 \omega_c t - R_0 \sin \omega_c t, \tag{2.65}$$

$$y = R_0 (1 - \cos \omega_c t), \tag{2.66}$$

şi reprezintă o cicloidă clasică. Pentru observatorul ce se deplasează cu viteza v_D, electronul se mişcă pe un cerc de rază

$$R_0 = \frac{v_D}{\omega_c} = \frac{E}{\eta B^2}, \tag{2.67}$$

cu viteza unghiulară ω_c. Pentru observatorul fix traiectoria electronului este o cicloidă, curba generată de un punct al cercului de rază R_0 care se rostogoleşte fără alunecare pe axa ox (fig. 2.23 *a*). Dacă electronul are viteza iniţială pozitivă de valoare $0 < v_{0x} < v_D$ atunci traiectoria reprezintă o trohoidă alungită (fig. 2.23 *b*), raza traiectoriei fiind

$$R = \frac{v_D - v_{0x}}{\omega_c} < R_0. \tag{2.68}$$

Dacă electronul are viteza iniţială negativă, $v_{0x} < 0$, traiectoria reprezintă o trohoidă scurtată (fig. 2.23 *c*), raza traiectoriei fiind

$$R = \frac{v_D + v_{0x}}{\omega_c} > R_0. \tag{2.69}$$

În cazul particular cînd viteza iniţială este pozitivă şi are loc $v_{0x} = v_D$, electronul se mişcă după o linie dreaptă căci $R = 0$ (fig. 2.23 *d*). Dacă însă viteza v_{0x} este pozitivă şi mai mare decît v_D se obţin trohoide inversate (fig. 2.23 *e*, *f*, *g*).

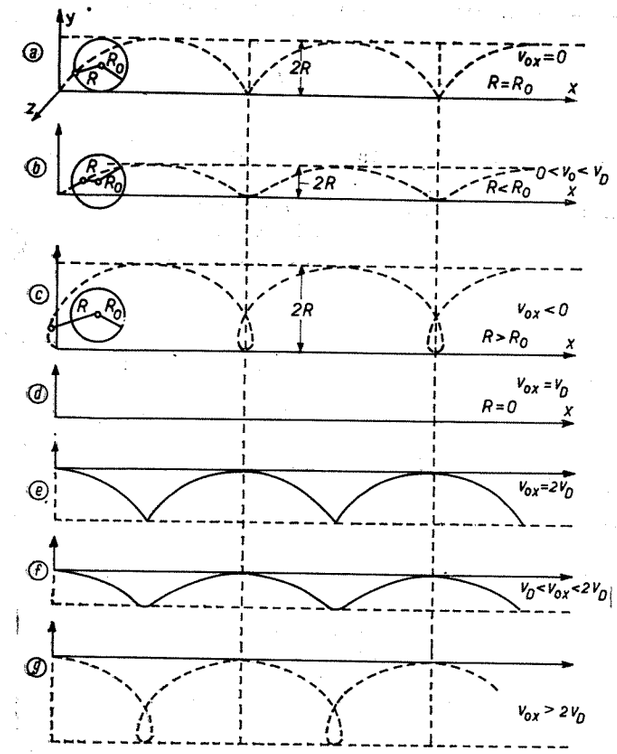


Fig. 2.23

II.8. Cazuri particulare

II.8.1. Mişcarea electronilor în cîmp electric uniform

Întrucît inducţia magnetică este zero, ecuaţia de mişcare devine

$$m \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = q\boldsymbol{E}. \tag{2.70}$$

Efectuînd prima integrare se obţine expresia vitezei

$$\boldsymbol{v} = \eta \boldsymbol{E} t + \boldsymbol{M}, \tag{2.71}$$

iar după a doua integrare se obţine expresia traiectoriei electronului

$$\boldsymbol{r} = \frac{\eta \boldsymbol{E} t^2}{2} + \boldsymbol{M} t + \boldsymbol{N}, \tag{2.72}$$

unde $\boldsymbol{M}$ şi $\boldsymbol{N}$ sînt vectori constanţi care urmează să fie determinaţi din condiţiile la limită pentru cazurile concrete date.

Considerăm un cîmp electric paralel cu axa $0y$ (fig. 2.24) iar electronii intră în cîmp cu viteza v_0 care face unghiul θ cu axa $0x$. Din ecuaţia (2.70) rezultă

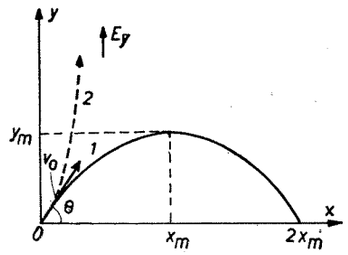


Fig. 2.24

$$\frac{\mathrm{d}v_x}{\mathrm{d}t} = 0\,; \quad \frac{\mathrm{d}v_y}{\mathrm{d}t} = -\eta E. \tag{2.73}$$

După prima integrare se obţine

$$v_x = v_0 \cos\theta, \tag{2.74}$$

$$v_y = -\eta E_y t + v_0 \sin\theta, \tag{2.75}$$

iar după a doua integrare (cu condiţiile iniţiale: la $t = 0$, $x = y = 0$)

$$x = v_0 t \cos\theta, \tag{2.76}$$

$$y = -\eta E \frac{t^2}{2} + v_0 t \sin\theta. \tag{2.77}$$

Eliminînd timpul din ultimele două relaţii se obţine traiectoria electronului

$$y = -\eta E \frac{x^2}{2v_0^2 \cos^2\theta} + x \operatorname{tg}\theta. \tag{2.78}$$

Coordonatele punctului maxim al acestei parabole sînt x_m, y_m. Pentru determinarea lor se observă că în acest punct $v_y = 0$ şi din (2.75) determinăm momentul cînd survine maximul

$$t = \frac{v_0 \sin\theta}{\eta E_y}. \tag{2.79}$$

Introducînd această valoare în (2.76), (2.77) rezultă

$$x_m = \frac{v_0^2 \sin 2\theta}{2\eta E_y}\,; \quad y_m = \frac{v_0^2 \sin^2\theta}{2\eta E_y}. \tag{2.80}$$

Din condiţia $\mathrm{d}x_m/\mathrm{d}\theta$ rezultă că x_m are valoarea maximă cînd $\theta = \pi/4$. O sarcină pozitivă urmează traiectoria punctată din figura 2.24.

II.8.2. Mişcarea electronilor în inducţie magnetică uniformă

Întrucît se presupune $\boldsymbol{E} = 0$ ecuaţia de mişcare devine

$$m \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = q\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}. \tag{2.81}$$

Făcînd produsul scalar al relaţiei (2.81) cu $\boldsymbol{v}$ se obţine

$$m\boldsymbol{v} \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = q\boldsymbol{v}(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}), \tag{2.82}$$

sau

$$m\boldsymbol{v} \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{2} m v^2\right) = \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = 0, \tag{2.83}$$

unde T este energia cinetică a particulei. Rezultă că în acest caz mişcarea particulei decurge fără a avea loc schimbarea energiei cinetice, deci viteza rămîne constantă; se schimbă doar traiectoria mişcării. Dacă particula s-ar mişca într-o inducţie magnetică variabilă în timp, va exista şi un cîmp electric asociat care schimbă energia cinetică.

Descompunînd pe $\boldsymbol{v}$ în două componente $\boldsymbol{v}_{\parallel}$ şi $\boldsymbol{v}_{\perp}$ din (2.81) rezultă că nu există o componentă a forţei pe direcţia $\boldsymbol{B}$, adică pe această direcţie mişcarea rămîne neschimbată avînd viteza $\boldsymbol{v}_{\parallel}$. Componenta $\boldsymbol{v}_{\perp}$ dă naştere unei forţe în planul perpendicular pe $\boldsymbol{v}$ şi $\boldsymbol{B}$, ecuaţia de mişcare a particulei fiind

$$m \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_{\perp}}{\mathrm{d}t} = q\boldsymbol{v}_{\perp} \times \boldsymbol{B}. \tag{2.84}$$

Avînd în vedere că $\boldsymbol{v}$ şi $\boldsymbol{B}$ sînt constante, acceleraţia $a_\perp = \mathrm{d}v_\perp/\mathrm{d}t$ va fi constantă fapt ce atestă că particula se mişcă pe un cerc al cărui centru (centru de ghidare) se mişcă paralel cu $\boldsymbol{B}$ cu viteza constantă $v_\parallel$ (fig. 2.25 *a*). Traiectoria reală a particulei reprezintă o elice circulară avînd raza ρ şi pasul h constante (fig. 2.25 *b*).

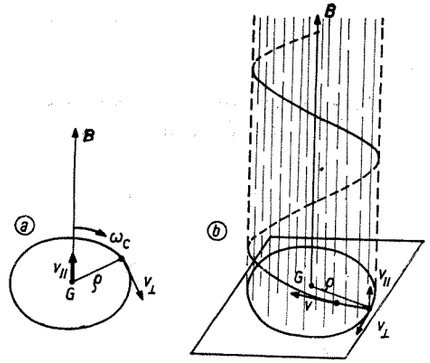


Fig. 2.25

În mişcarea circulară a particulei cu viteza unghiulară

$$\omega_c = v_\perp/\rho, \tag{2.85}$$

ia naştere acceleraţia centrifugă

$$a = v_\perp^2/\rho, \tag{2.86}$$

care este egală cu acceleraţia $a_\perp$ produsă de inducţia magnetică; din această egalitate rezultă

$$\rho = v_\perp/\eta B. \tag{2.87}$$

Pasul spiralei este egal cu spaţiul parcurs de centrul de ghidare G în timp de o perioadă

$$h = v_\parallel T = v_\parallel \frac{2\pi\rho}{v_\perp} = \frac{2\pi v_\parallel}{\eta B}. \tag{2.88}$$

II.9. Mişcarea electronilor în cîmpuri neuniforme. Lentile electronice

II.9.1. Noţiuni de optică electronică

Optica electronică se ocupă cu studiul acţiunii cîmpurilor $\boldsymbol{E}$ şi $\boldsymbol{B}$ asupra fasciculului de particule încărcate, urmărind propagarea, devierea şi focalizarea acestor particule. Electronii ce pleacă dintr-o sursă punctiformă (obiect), după acţiunea cîmpurilor $\boldsymbol{E}$ şi $\boldsymbol{B}$ de o configuraţie adecvată, se întîlnesc într-un punct numit imagine electronică a sursei. Pentru obţinerea imaginilor electronice se utilizează de obicei cîmpuri cu simetrie de rotaţie.

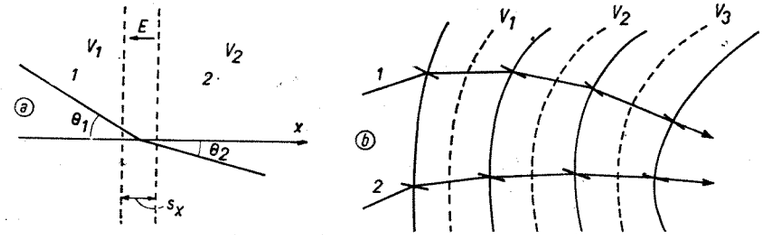


Fig. 2.26

Pentru a înţelege acţiunea de focalizare trebuie dedusă o expresie analitică simplă care să permită determinarea traiectoriei electronilor în cîmpuri neuniforme. Ne vom referi la mişcarea electronului la suprafaţa de separaţie a două regiuni din spaţiu cu potenţiale diferite (fig. 2.26 *a*). Considerăm V_1 şi V_2 pozitive şi $V_2 > V_1$ prin urmare în intervalul de separaţie s_x acţionează un cîmp electric constant $\boldsymbol{E}$. În regiunea *1* electronul se mişcă cu viteza

$$v_1 = \sqrt{2\eta V_1^*} = k_1\sqrt{V_1^*}, \tag{2.89}$$

unde $V_1^* = V_1 + V_0$ iar V_0 este potenţialul corespunzător vitezei iniţiale a electronului. Traiectoria electronului face unghiul θ_1 cu normala la suprafaţa de separaţie. În intervalul s_x electronul este accelerat de cîmpul $\boldsymbol{E}$ şi intră în regiunea *2* cu viteza

$$v_2 = \sqrt{2\eta V_2^*} = k_1\sqrt{V_2^*}, \tag{2.90}$$

făcînd unghiul θ_2 cu normala la suprafaţă. Prin trecerea din regiunea *1* în regiunea *2* s-a mărit numai componenta normală a vitezei; componentele tangenţiale rămîn neschimbate $v_{y1} = v_{y2}$ deci

$$v_1 \sin\theta_1 = v_2 \sin\theta_2. \tag{2.91}$$

Ultima relaţie stă la baza metodelor de determinare a traiectoriilor electronilor în optica electronică.

Efectuînd o comparaţie între principiile lui Maupertuis şi Fermat [18] se poate scrie în general

$$n_e = k_2\sqrt{V} \tag{2.92}$$

unde n_e se numeşte indice de refracţie electronooptic; $k_2 = \sqrt{2\eta}/c$ iar c este viteza luminii.

Ţinînd cont de (2.92), relaţia (2.91) poate fi sub forma

$$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{n_{e2}}{n_{e1}}. \tag{2.93}$$

Ultima relaţie reprezintă legea lui Snell din optica electronică (analoagă cu legea lui Descartes din optica geometrică) şi serveşte la stabilirea legăturii dintre unghiul de incidenţă θ_1 şi unghiul de refracţie θ_2 atunci cînd sînt cunoscute potenţialele din cele două părţi ale suprafeţei de separaţie. În cazul cînd $s_x \to 0$ sistemul din figura 2.26 *a* devine echivalent cu un dioptru.

Un exemplu de determinare grafică a traiectoriilor electronilor în cîmp electric neuniform este arătat în figura 2.26 *b*; este necesar să fie cunoscute configuraţia cîmpului (forma liniilor echipotenţiale), viteza iniţială şi unghiul de incidenţă. Între liniile echipotenţiale duse punctat în figură, se trasează linii mediane care reprezintă suprafeţele de separaţie între regiuni cu potenţiale diferite. Ducînd normale în punctele de incidenţă se poate determina de fiecare dată unghiul de refracţie.

II.9.2. Mişcarea electronilor în cîmp electric neuniform. Lentile electrostatice

Fiind dat că există o mare varietate de lentile electrostatice ne oprim asupra unei lentile subţiri convergente (fig. 2.27 *a*), urmînd a stabili relaţia de bază a lentilelor şi ecuaţia de mişcare a electronilor. Pentru o regiune din imediata apropiere a axei z, cîmpul electric creat de sistemul de electrozi arătat în figură prezintă simetrie de rotaţie în raport cu axa z, care poartă numele de axă optică. Pentru cîmpurile cu simetrie de rotaţie se folosesc coordonatele cilindrice r, z, φ; ca urmare a simetriei, cîmpul depinde numai de coordonatele r şi z

$$E_r = -\frac{\partial V}{\partial r}\,; \quad E_z = -\frac{\partial V}{\partial z}\,; \quad E_\varphi = -\frac{\partial V}{\partial \varphi} = 0. \tag{2.94}$$

Notînd potenţialul de pe axa de simetrie cu $V_0(z)$, pentru o regiune din apropierea axei au loc relaţiile [5]:

$$V(r,z) = V_0(z) - \left(\frac{r}{2}\right)^2 V_0''(z) + \frac{1}{2^2}\left(\frac{r}{2}\right)^4 V_0^{IV}(z) + \ldots, \tag{2.95}$$

$$E_r = -\frac{\partial V(r,z)}{\partial r} = \frac{r}{2} V_0''(z) - \frac{r^3}{16} V_0^{IV}(z) + \ldots, \tag{2.96}$$

$$E_z = -\frac{\partial V(r,z)}{\partial z} = -V_0'(z) + \frac{r^2}{4} V_0'''(z) + \ldots. \tag{2.97}$$

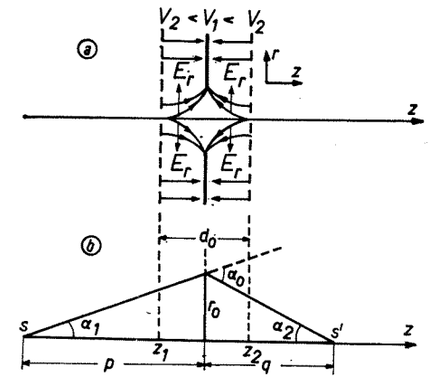


Fig. 2.27

Pentru r foarte mici se obţine:

$$V(r,z) = V_0(z), \tag{2.98}$$

$$E_r = \frac{r}{2} V_0''(z), \tag{2.99}$$

$$E_z = -V_0'(z). \tag{2.100}$$

Din (2.99) rezultă că forţa ce acţionează asupra electronilor în intervalul d_0, variază cu r, deci lentila electrostatică subţire are proprietatea de a focaliza electronii paraxiali, emişi de sursa s (fig. 2.27 *b*). Într-adevăr în urma acţiunii cîmpului E_r, electronii ce pleacă din S sub unghiuri α_1 mici (electroni paraxiali) sînt focalizaţi în s', care reprezintă imaginea lui. Considerăm pe α_1 foarte mic, $\alpha_1 \to 0$, şi că în intervalul d_0

acţionează cîmpul E_r perpendicular pe axa de simetrie; unghiul de deviaţie al electronului poate fi dedus din (2.91).

$$\alpha_0 \simeq \frac{d_0}{2V_a} E_r = \frac{d_0}{2V_a} \frac{r_0}{2} V_0''(z) = F(z) r_0, \tag{2.101}$$

unde V_a este potenţialul corespunzător vitezei cu care electronii pleacă din s; $F(z)$ nu depinde de r. Din figura 2.27 *b* rezultă

$$\alpha_0 = \alpha_1 + \alpha_2 = -\frac{r_0}{p} + \frac{r_0}{q} = r_0\left(-\frac{1}{p} + \frac{1}{q}\right). \tag{2.102}$$

Înlocuim pe α_0 cu valoarea sa din (2.101), obţinem

$$-\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = F(z) = \frac{1}{f}. \tag{2.103}$$

Relaţia (2.103) coincide cu formula lentilelor subţiri optice; f este distanţa focală a lentilei electrostatice.

Tipuri de lentile electrostatice

Constructiv există mai multe tipuri de lentile electrostatice: lentile cu apertură (diafragmă), lentile singulare, lentile bipotenţiale şi lentile catodice (de imersie).

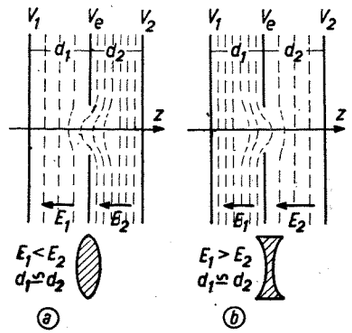


Fig. 2.28

1. *Lentile cu diafragmă (apertură)*, numite unipotenţiale sînt formate dintr-un ecran cu orificiu central ce separă două regiuni cu cîmpuri diferite (fig. 2.28). După raportul dintre potenţialele V_1, V_e, V_2 aceste lentile pot fi convergente sau divergente, restul de lentile electrostatice pot fi numai convergente. Considerăm că electronul se deplasează de la stînga spre dreapta: dacă $E_1 < E_2$ lentila este convergentă (fig. 2.28 *a*); dacă $E_1 > E_2$ lentila este divergentă (fig. 2.28 *b*). Electrodul de potenţial V_1 constituie sursa de electroni. În ambele cazuri $V_1 < V_e < V_2$, potenţialele fiind pozitive.

2. *Lentilele singulare* sînt formate din trei electrozi cu orificii centrale, electrozii marginali avînd acelaşi potenţial; prin urmare viteza electronilor înainte şi după trecerea prin lentilă este aceeaşi, situaţie analoagă cu lentilele optice. Aceste lentile au trei regiuni cu indice de refracţie diferit, acţiunea globală fiind de focalizare; cu ajutorul lor se pot obţine distanţe focale foarte mici şi se folosesc în microscoapele electronice. În figura 2.29 sînt reprezentate două variante posibile: V_1 este negativ în raport cu V_2 (fig. 2.29 *a*) V_1 este pozitiv în raport cu V_2 (fig. 2.29 *b*).

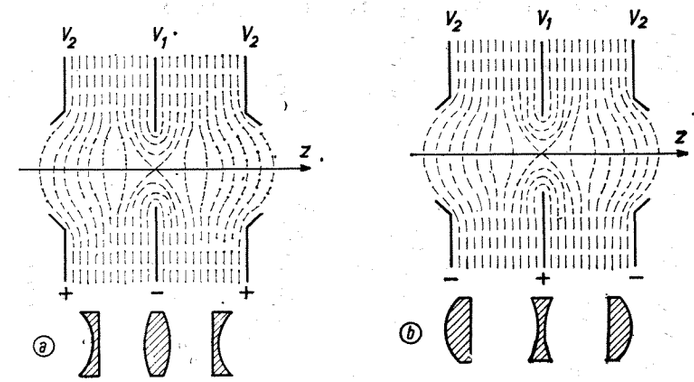


Fig. 2.29

3. *Lentilele bipotenţiale* în general sînt formate din cilindri coaxiali sau diafragme de diametre egale sau diferite, cilindrii fiind conectaţi la potenţiale diferite (fig. 2.30). Se disting două regiuni: prima convergentă, a doua divergentă, însă în final fasciculul electronic este focalizat.

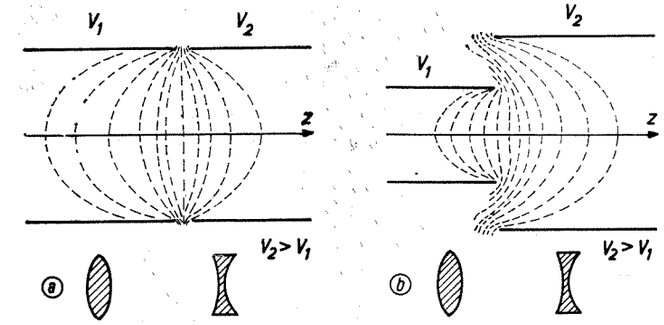


Fig. 2.30

4. *Lentile catodice (de imersie)*, amplasate în imediata apropiere a catodului, efectuează accelerarea şi focalizarea fasciculului de electroni care are un diametru relativ mare. Asemenea lentile se utilizează în mi-

croscoapele electronice de emisie pentru obținerea imaginii catodului, și în tuburile iconoscoape și cinescoape. Studiul acestor lentile este mai complicat, întrucît nu se limitează numai la electronii paraxiali.

II.9.3. Mișcarea electronilor în inducție magnetică neuniformă. Lentile magnetice

Referindu-ne la o lentilă magnetică subțire în care inducția prezintă simetrie de rotație în raport cu axa z, componentele inducției magnetice depind numai de coordonatele r, z

$$B_r = -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}, \quad B_z = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rA_\varphi), \quad B_\varphi = 0, \tag{2.104}$$

unde $\boldsymbol{A}$ este vectorul potențial magnetic.

Mărimile $A_\varphi(r,z)$, $B_r(r,z)$, $B_z(r,z)$ se pot exprima în funcție de inducția pe axa de simetrie $B_0(z)$ [5]. Pentru r mici se obține:

$$A_\varphi = \frac{r}{2}B_0(z), \tag{2.105}$$

$$B_r = -\frac{r}{2}B_0'(z), \tag{2.106}$$

$$B_z = B_0(z). \tag{2.107}$$

Studiul lentilelor magnetice este mai dificil, fiind dată mișcarea mai complicată a electronilor în inducția magnetică. Considerăm o lentilă magnetică subțire (fig. 2.31 *a*) în care separăm porțiunea cuprinsă între z_1 și z_2; electronii paraxiali (exceptînd pe cei axiali) vor executa o mișcare elicoidală, în același timp fiind atrași spre axa de simetrie. Lentilele magnetice, pe lîngă focalizare, produc rotirea imaginii în jurul axei de simetrie.

Pentru a stabili ecuația lentilei ne referim la figura 2.31 *b* care reprezintă proiecția traiectoriei reale a electronului pe un plan meridian.

Ecuațiile de mișcare ale electronilor în inducții magnetice cu simetrie de rotație sînt

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \left(\frac{dz}{dt}\right)^2\frac{d^2r}{dz^2} = v_z^2\frac{d^2r}{dz^2}, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = 0, \tag{2.108}$$

unde

$$\frac{d^2r}{dz^2} = -\frac{r\eta^2}{4v_z^2}B_0^2(z). \tag{2.109}$$

Considerînd valoarea medie a lui r, egală cu r_0, integrăm pe (2.109) în intervalul $d_0 = \overline{z_2 - z_1}$

$$\left.\frac{dr}{dz}\right|_{z_2} - \left.\frac{dr}{dz}\right|_{z_1} = -\frac{r_0\eta^2}{4v_z^2}\int_{z_1}^{z_2}B_0^2(z)\,dz = -\frac{r_0}{f}, \tag{2.110}$$

unde

$$\frac{1}{f} = \frac{\eta^2}{4v_z^2}\int_{z_1}^{z_2}B_0^2(z)dz, \tag{2.111}$$

iar f reprezintă distanța focală a lentilei.

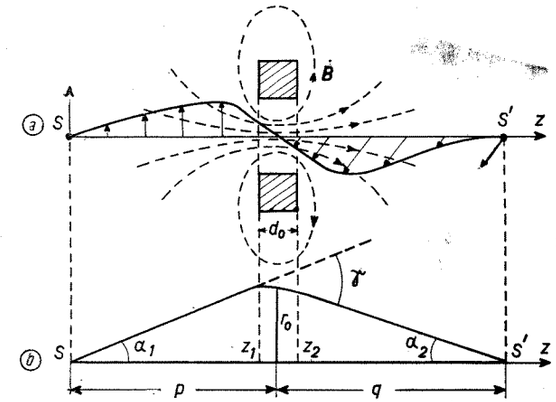


Fig. 2.31

Se observă că pentru electronii paraxiali sînt valabile relațiile

$$\left.\frac{dr}{dz}\right|_{z_2} = -\operatorname{tg}\alpha_2 \simeq -\alpha_2; \quad \left.\frac{dr}{dz}\right|_{z_1} = \operatorname{tg}\alpha_1 \simeq \alpha_1, \tag{2.112}$$

iar $\alpha_1 = r_0/p$, $\alpha_2 = r_0/q$. Ținînd seama de (2.110) se poate scrie

$$-\alpha_2 - \alpha_1 = -\frac{r_0}{f}. \tag{2.113}$$

Înlocuind valorile α_1 şi α_2 se obţine ecuaţia lentilei magnetice

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{q}=\frac{1}{f}\cdot \tag{2.114}$$

Exprimînd pe v_z în funcţie de potenţialul care produce acceleraţia electronilor după axa z, $v_z=\sqrt{2\eta V}$, expresia (2.111) devine

$$\frac{1}{f}=\frac{\eta}{8V}\int_{z_1}^{z_2}B_0^2(z)\mathrm{d}z. \tag{2.115}$$

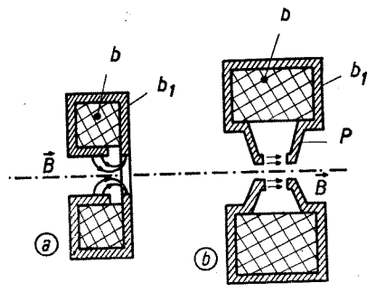


Fig. 2.32

În construcţia lentilelor magnetice se urmăreşte obţinerea unor inducţii cît mai mari şi relativ uniforme, pe un spaţiu cît mai mic. De aceea în construcţiile pretenţioase se folosesc numai bobine scurte cu blindaj magnetic (fig. 2.32 *a*) şi bobine cu piese polare (fig. 2.32 *b*). Blindajul şi piesele polare sînt făcute din materiale magnetice de mare permeabilitate. Lentila magnetică propriu-zisă este localizată în regiunea neblindată (fig. 2.32 *a*) sau în spaţiul dintre piesele polare (fig. 2.32 *b*).

BIBLIOGRAFIE

1. C. L. Hemenway, — W. Henry, M. Caulton, *Physical Electronis*, second ed. John Wiley and Sons, N.Y. London—Sidney, 1967.
2. N. A. Kapţov, *Radiofizičeskaia elektronika*, Izd. M.G.U., 1960.
3. L. N. Dobreţov, *Elektronnaia i ionnaia emisia*, Moskva, 1952.
4. T. S. Hutchison, D. C. Baird, *The Physics of Engineering Solids*, second ed. John Wiley and Sons N.Y. — London, 1968.
5. V. I. Gaponov, *Elektronika*, čast'I Fizmatgiz, Moskva (1960).
6. E. Burnstein, S. Lundquist, *Tunneling Phenomena in Solids*, Plenum Press N.Y., 1969.
7. R. Kollath, *Sekundarelektronen — Emission fester Korper bei Bestrahlung mit Elektronen*, Handb. Phys., Springer-Verl., **XXI**, 232 (1956).
8. F. K. Richtmyer, E. H. Kennard, J. N. Cooper, *Introduction to Modern Physies*, sixth ed. McGraw-Hill Book Comp. N.Y., 1969.
9. R. H. Fowler, Phys. Rev., **38**, *45* (1931).
10. T. C. Bradbury, *Theoretical Mechanics*, John Wiley and Sons, N.Y. London—Sidney, 1968.
11. E. Bădărău, I. Popescu, *Gaze ionizate*, Edit. tehnică, 1962.
12. N. Anderson, *The Electromagnetic Field*, Logos Press, Ltd, London, 1968.
13. R. H. Fowler, L. Nordheim, Proc. Roy. Soc., London, **A 119**, *173* (1928).
14. I. Bursuc, *Introducere în optica electronică*, Edit. ştiinţifică, 1968.
15. W. P. Allis, *Motions of Ions and Electrons*, Handb. Phys., Springer-Verl, **XXI**, *383* (1956).
16. P. C. Clemmow, J. P. Dougherty, *Electrodynamics of Particles and Plasmas*, Addison-Wesley Reading Mass., 1969.
17. F. Rohrlich, *Classical Charged Particles*: *Foundations of their Theory*, Addsion—Wesley Reading Mass., 1965.

Capitolul III
TUBURI ELECTRONICE CLASICE

III.1. Introducere

Dispozitivele semiconductoare prezintă avantaje în raport cu tuburile electronice sub mai multe aspecte: dimensiuni, robusteţe mecanică, timp de funcţionare, uşurinţa întreţinerii, consum de energie, randament. Drept urmare tuburile electronice şi ionice clasice (dioda, trioda, tetroda şi pentoda, gazotronul, stabilovoltul, tiratoronul) se utilizează din ce în ce mai puţin în aparatura electronică de larg consum şi profesională. Există însă tuburi electronice a căror înlocuire de către dispozitivele semiconductoare nu apare ca iminentă la etapa actuală; acestea sînt tuburile catodice, fotoelectronice şi videocaptoare, asupra cărora ne vom opri mai pe larg.

Desigur în domeniul puterilor foarte mari (staţii de radioemisie, încălzire şi sudură radiofrecvenţă) şi al frecvenţelor ridicate (radiolocaţie, radiocomunicaţii profesionale, televiziune) se utilizează încă pe scară largă tuburi de construcţie specială: tuburi de emisie, clistron, magnetron, tuburi cu undă progresivă; tratarea lor iese din cadrul lucrării de faţă.

III.2. Dioda cu vid

III.2.1. Construcţie, funcţionare. Legea 3/2

Dioda constă din doi electrozi, catodul şi anodul amplasaţi într-un balon de sticlă vidat, $p=1{,}33\cdot10^{-4}$ N/m² (1N/m² = 0,0075 torr). Electrozii au de obicei forme cilindrice (fig. 3.1 *a*): catodul este cu încălzire indirectă, filamentul este realizat din fire de W sau M_0 iar cilindrul exterior se construieşte din Ni sau Ta activat cu oxizi ai metalelor alcalino-

pămîntoase; anodul se construieşte din Ni, Fe, Ta, Mo, grafit. Simbolul de reprezentare este arătat în figura 3.1 *b*.

Funcţionarea diodei poate fi urmărită cu ajutorul curbelor ce reprezintă variaţia potenţialului şi a cîmpului între electrozi (fig. 3.2 *a*). Dacă catodul nu este încălzit, adică nu sînt emişi electroni, potenţialul variază liniar între catod şi anod (fig. 3.2 *a*, curba *1*) iar cîmpul electric este constant (fig. 3.2 *b*). Pe măsura creşterii temperaturii, electronii emişi formează o sarcină spaţială, negativă, care deformează curbele de variaţie ale potenţialului şi cîmpului; la temperatura

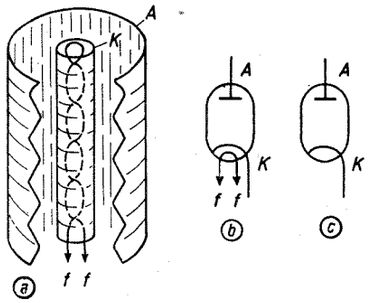


Fig. 3.1

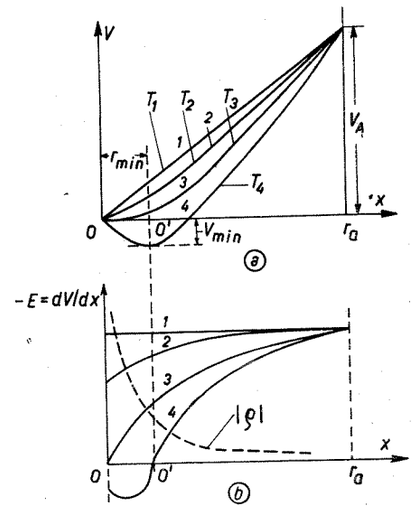


Fig. 3.2

normală de funcţionare T_4 electronii formează o sarcină spaţială de densitate maximă în imediata apropiere a catodului, astfel încît în această regiune potenţialul devine negativ. Se formează un minim de potenţial avînd valoarea V_{min} şi fiind amplasat la distanţa r_{min} de catod. În acest caz electronii emişi de catod trebuie să aibă energii suficiente pentru a învinge minimul de potenţial căci numai astfel pot să se deplaseze spre anod; în caz contrar electronii cad din nou pe catod.

Electronii care reuşesc să învingă minimul de potenţial intră într-un cîmp electric accelerator, care-i deplasează spre anod, formînd curentul anodic. În aplicaţiile practice este important să se cunoască dependenţa dintre curentul anodic şi tensiunea anodică. Pentru deducerea expresiei curentului anodic considerăm că electrozii sînt plani paraleli (fig. 3.3) şi neglijăm influenţa minimului de potenţial şi vitezele iniţiale ale electronilor ($v_0 = 0$). În acest caz sînt evidente condiţiile la limită (considerăm că toate mărimile variază numai după axa x): $V_{(0)} = 0$, $\mathrm{d}V/\mathrm{d}x|_{x=0} = E_{(0)} = 0$ şi în orice punct viteza electronilor este dată de relaţia

$$v = (2\eta V)^{1/2}. \tag{3.1}$$

Densitatea de curent j, curentul ce trece prin cilindrul elementar avînd aria transversală egală cu unitatea, are expresia

$$j = \rho\mu(-E) = -\rho v, \tag{3.2}$$

unde ρ este densitatea sarcinii spaţiale iar v este viteza de derivă a electronilor. Atît ρ cît şi v sînt în funcţie de coordonate, dar j rămîne constant (în regim staţionar). Densitatea de sarcină spaţială şi potenţialul sînt legate prin ecuaţia lui Poisson

$$\frac{\mathrm{d}^2V}{\mathrm{d}x^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \tag{3.3}$$

unde ε_0 este permitivitatea electrică a vidului. Eliminînd pe ρ şi v din ultimile trei relaţii se obţine

$$\frac{\mathrm{d}^2V}{\mathrm{d}x^2} = \frac{j}{\varepsilon_0(2\eta V)^{1/2}} = K_1V^{1/2}, \tag{3.4}$$

unde

$$K_1 = \frac{j}{\varepsilon_0(2\eta)^{1/2}}, \tag{3.5}$$

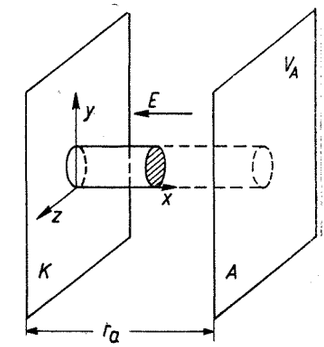


Fig. 3.3

este o constantă independentă de x. Ţinînd seama de relaţiile evidente

$$\frac{\mathrm{d}^2V}{\mathrm{d}x^2} = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}; \quad \mathrm{d}x = -\frac{\mathrm{d}V}{E}, \tag{3.6}$$

ecuaţia (3.4) devine

$$E\,\mathrm{d}E = K_1V^{-1/2}\,\mathrm{d}V. \tag{3.7}$$

Integrînd ecuaţia (3.7) rezultă

$$E^2/2 = 2K_1V^{1/2} + C_1, \tag{3.8}$$

unde constanta de integrare C_1 are valoarea zero căci la $x = 0$ avem $V = 0$, $\mathrm{d}V/\mathrm{d}x = 0$. Introducînd în (3.8) expresia lui E din (3.6) rezultă

$$V^{-1/4}\,\mathrm{d}V = 2K_1^{1/2}\,\mathrm{d}x, \tag{3.9}$$

şi prin integrare se obţine

$$\frac{4}{3}V^{3/4} = 2K_1^{1/2}x + C_2. \tag{3.10}$$

Din condiţiile la limită specificate mai sus rezultă $C_2 = 0$ şi din ultima relaţie scoatem

$$V = \left(\frac{3}{2}\right)^{4/3} K_1^{2/3} x^{4/3}, \tag{3.11}$$

adică în prezenţa sarcinii spaţiale potenţialul variază cu distanţa nu liniar ci la puterea 4/3 aşa cum arată şi figura 3.2 *a*.

Introducem (3.5) în (3.11) şi scoatem expresia densităţii curentului

$$j = \frac{4}{9} \varepsilon_0 (2\eta)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{x^2}. \tag{3.12}$$

Luînd întreaga suprafaţă a electrozilor S_a şi presupunînd $x = r_a$, amplitudinea curentului este

$$I_A = S_a j = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{S_a}{r_a^2} V_A^{3/2} = g V_A^{3/2}, \tag{3.13}$$

expresia ce reprezintă legea 3/2 sau legea Langmuir-Child.

În cazul electrozilor cilindrici intervine coeficientul $\beta(r_k, r_a)$ care ţine seama de neuniformităţile cîmpului electric între electrozi; r_k şi r_a sînt razele catodului şi anodului. Curentul are expresia

$$I_A = 14{,}65 \cdot 10^{-6} \frac{l_a}{r_a \beta^2} V_A^{3/2} = g_1 V_A^{3/2}, \tag{3.14}$$

unde l_a este lungimea cilindrilor; pentru $r_a/r_k \geqslant 10 \div 100$, $\beta \simeq 1$. Coeficientul g (sau g_1) poartă numele de perveanţă şi este funcţie de geometria şi natura sistemului de electrozi.

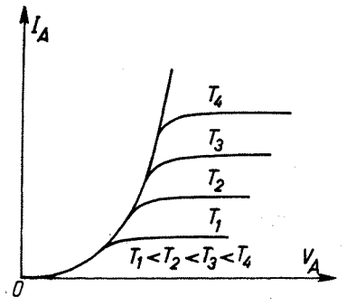


Fig. 3.4

Expresiile (3.13), (314) reprezintă parabole semicubice, în domeniul de valori $I_a < I_e$ (I_e este curentul de emisie al catodului pentru o temperatură dată). Cînd I_a se apropie de I_e intervine saturaţia; în acest caz temperatura catodului T joacă rol de parametru, aşa cum rezultă din figura 3.4. În porţiunea $I_A < I_e$ avem un curent de sarcină spaţială dat de legea Langmuir-Child, în porţiunea de saturaţie I_A rămîne constant, fiind egal cu I_e.

Dacă se ia în consideraţie minimul de potenţial de valoare V_{min} amplasat la distanţa r_{min} de catod, atunci pe distanţa $0 - r_{min}$ electronii sînt supuşi acţiunii unui cîmp frînant şi vor putea ajunge la anod numai electronii avînd vitezele iniţiale $v_0 \geqslant v_1$ unde

$$v_1 = (2\eta V_{min})^{1/2}. \tag{3.15}$$

Expresia curentului anodic devine

$$I_A = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{S_a}{(r_a - r_{min})^2} (V_A + V_{min})^{3/2}. \tag{3.16}$$

Întrucît la distanţa r_{min} de catodul real, cîmpul este zero se poate considera că în acest punct este amplasat un catod virtual.

III.2.2. Caracteristici statice şi parametri

Caracteristicile statice experimentale ale diodei cu temperatura catodului drept parametru (fig. 3.5 *a*) diferă de caracteristicile ideale din figura 3.4. Pentru a explica aceste deosebiri, trebuiesc luaţi în consideraţie factorii care cauzează abateri de la legea 3/2. Aceşti factori sînt: — vitezele iniţiale ale electronilor şi distribuţia energetică maxwelliană; — potenţialul de contact anod-catod; — neuniformitatea încălzirii catodului şi căderea de potenţial pe catozii cu încălzire directă; — emisia prin efect Schottky. În regiunea de sarcină spaţială caracteristicile au pante diferite, deoarece perveanţa g este determinată de suprafaţa efectivă a catodului

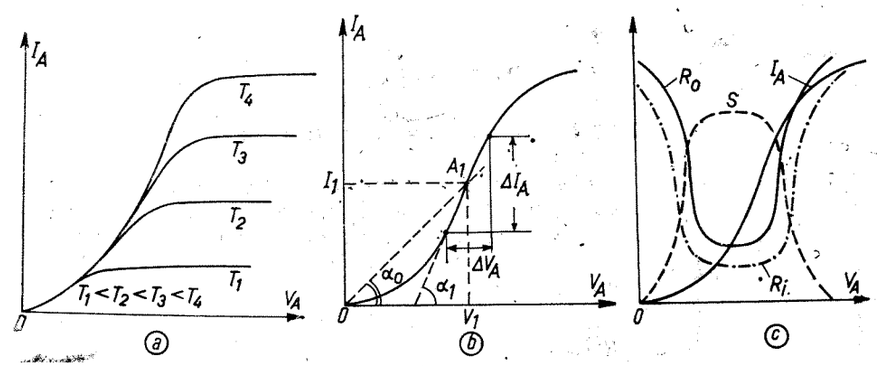


Fig. 3.5

care la rîndul ei depinde de temperatură. În regiunea de saturaţie curentul nu rămîne constant ci prezintă o uşoară creştere datorită emisiei prin efect Schottky.

Parametrii diodei sînt: panta caracteristicii anodice S, rezistenţa internă în curent alternativ R_i, rezistenţa internă în curent continuu R_0.

Panta reflectă legătura dintre variaţiile curentului anodic şi variaţia tensiunii anodice (fig. 3.5 *b*).

$$S = \frac{\Delta I_A}{\Delta V_A}. \tag{3.17}$$

În cazul caracteristicii ideale expresia analitică a pantei este

$$S = \frac{\mathrm{d}I_A}{\mathrm{d}V_A} = 3/2\, gV_A^{1/2}. \tag{3.18}$$

fiind direct proporţională cu perveanţa.

Rezistenţa internă în curent alternativ R_i reprezintă, în cazul diodei, inversul pantei

$$R_i = \frac{\Delta V_A}{\Delta I_A}; \qquad R_i = \frac{1}{S}. \tag{3.19}$$

Pentru un punct de funcţionare A_1 se defineşte rezistenţa internă în curent continuu

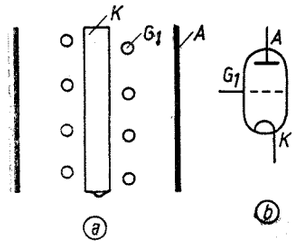
$$R_0 = \frac{V_1}{I_1} = \frac{1}{gV_A^{1/2}} = 3/2\, R_i. \tag{3.20}$$

Variaţia parametrilor în funcţie de tensiunea anodică este arătată în figura 3.5 *c*. Diodele cu vid se utilizează la redresare, detecţie şi mixarea semnalelor.

III.3. Trioda

III.3.1. Construcţie, funcţionare

Trioda este tubul electronic cu trei electrozi (fig. 3.6 *a*) : catodul K, grila de comandă G_1 şi anodul A ; în cazul electrozilor cilindrici grila se realizează sub forma unei spirale concentrice cu catodul. Simbolul de reprezentare al triodei este arătat în figura 3.6 *b*.



Fig, 3.6

Valoarea curentului anodic este determinată de acţiunea concomitentă a potenţialelor anodic V_A şi de grilă V_{G1}. În regimurile normale de funcţionare potenţialul V_{G1} este negativ în raport cu catodul prin urmare nu sînt prezenţi curenţi de grilă. Variaţia potenţialului între catod şi anod este puternic influenţată de potenţialul de grilă. Influenţa potenţialului V_{G1} asupra configuraţiei liniilor echipotenţiale este deosebit de puternică în spaţiul dintre grilă şi catod aşa cum rezultă din figura 3.7. Parcurgînd spaţiul dintre catod şi anod se obţine distribuţia

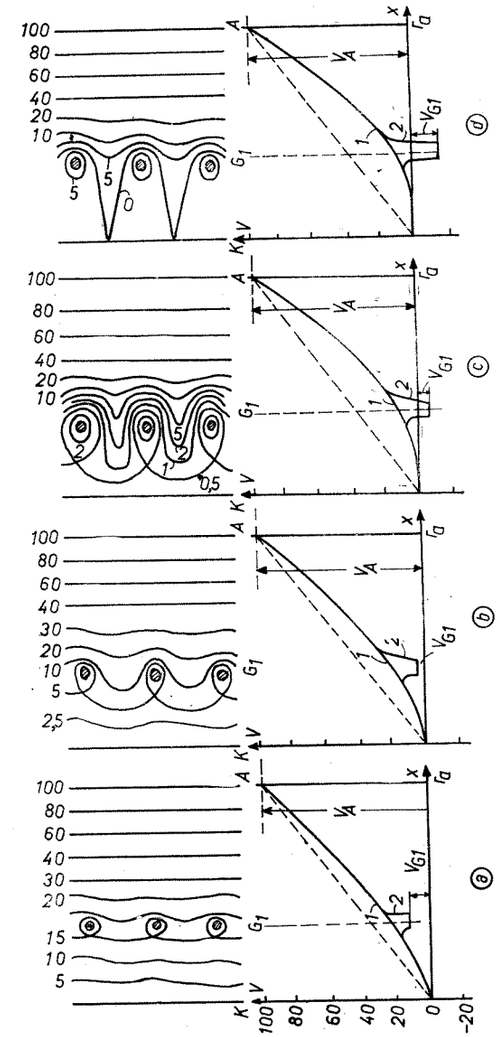


Fig. 3.7

potențialului între electrozi; această distribuție depinde de drumul urmat. Pentru un drum ce trece prin planul spirei grilei se obțin variații pronunțate, curbele *2* din figură; pentru un drum ce trece printre spire se obțin curbele *1* din figură. S-au reprezentat configurația liniilor echipotențiale și variația potențialului între electrozi pentru patru valori ale potențialului de grilă (potențialul anodic $V_A = 100$ V); pentru $V_{G1} = +10$ V (fig. 3.7 *a*) pe lîngă un curent anodic important, va exista și un curent de grilă; pentru $V_{G1} = 0$V (fig. 3.7 *b*) curentul anodic are de asemenea valori mari însă curentul de grilă este zero; pentru potențiale de grilă negative electronii pot ajunge de la catod la anod prin spațiul dintre spire unde potențialul rezultant poate rămîne pozitiv (fig. 3.7 *c*, unde $V_{G1} = -6$ V); în cazul unor potențiale de grilă negative și de valoare ridicată tubul se blochează (fig. 3.7 *d*, unde $V_{G1} = -12$ V).

III.3.2. Potențialul echivalent, legea 3/2 în triodă

Cîmpul electric din imediata apropiere a catodului determină valoarea curentului anodic. Acest cîmp este dat de un *potențial echivalent* sau efectiv V_{ec} a cărei acțiune este egală cu suma acțiunilor potențialelor V_{G1} și V_A. În felul acesta trioda este transformată într-o *diodă echivalentă* (fig. 3.8) al cărei anod echivalent este amplasat la nivelul grilei de comandă și are potențialul V_{ec}. Pentru determinarea potențialului echivalent se pune condiția ca intensitatea curentului în triodă și în dioda echivalentă să fie aceeași, adică intensitatea cîmpului electric lîngă catod în cele două tuburi să aibă aceeași valoare. Intensitatea cîmpului electric lîngă catod este dată de valoarea sarcinii electrice induse la suprafața catodului de către ceilalți electrozi: pentru triodă avem

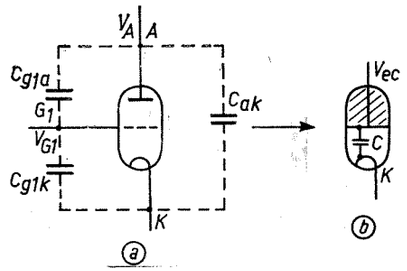


Fig. 3.8

$$Q_T = C_{gk} V_{G1} + C_{ak} V_A, \quad (3.21)$$

iar pentru dioda echivalentă

$$Q_D = C V_{ec}. \quad (3.22)$$

Conform condiției de echivalență $Q_T = Q_D$ deci

$$C V_{ec} = C_{gk} V_{G1} + C_{ak} V_A. \quad (3.23)$$

Pentru determinarea capacității C se consideră cazul particular cînd V_{G1} este egal cu potențialul normal $V_n = V_A r_g / r_a$; în acest caz și potențialul V_{ec} este egal cu V_n. Considerînd electrozii plani-paraleli rezultă

$$V_{G1} = V_{ec} = V_n = V_A r_g / r_a, \quad (3.24)$$

și din (3.23) rezultă

$$C = C_{gk} + C_{ak} r_a / r_g. \quad (3.25)$$

În cazul electrozilor cilindrici

$$C = C_{gk} + \frac{\ln (r_a/r_k)}{\ln (r_g/r_k)} C_{ak}, \quad (3.26)$$

și în general

$$C = C_{gk} + \chi C_{ak}. \quad (3.27)$$

Introducînd (3.27) în (3.23) se obține

$$V_{ec} = \frac{V_{G1} + V_A C_{ak}/C_{gk}}{1 + \chi C_{ak}/C_{gk}} = \frac{V_{G1} + D V_A}{1 + \chi D}, \quad (3.28)$$

unde $D = C_{ak}/C_{gk}$ este factorul de pătrundere al grilei de comandă și arată de cîte ori este micșorată acțiunea lui V_A în raport cu V_{G1} în spațiul din imediata apropiere a catodului. În cazul grilei dese $D \ll 1$ și (3.28) devine

$$V_{ec} \simeq V_{G1} + D V_A. \quad (3.29)$$

Expresia curentului în dioda echivalentă (deci și în triodă) este dată de legea Langmuir-Child

$$I_k = I_A + I_{G1} = g V_{ec}^{3/2} = g \left(\frac{V_{G1} + D V_A}{1 + \chi D} \right)^{3/2}, \quad (3.30)$$

iar în cazul grilei dese

$$I_k = I_A + I_{G1} = g (V_{G1} + D V_A)^{3/2}, \quad (3.31)$$

unde I_k reprezintă curentul total care pleacă de la catod.

Reprezentînd grafic ultima relație se obțin familiile de caracteristici statice ale triodei ideale.

Considerînd, de exemplu $V_A = \text{const.}$, rezultă expresia

$$I_k = I_A + I_{G1} = g (V_{G1} + \text{const.})^{3/2}, \quad (3.32)$$

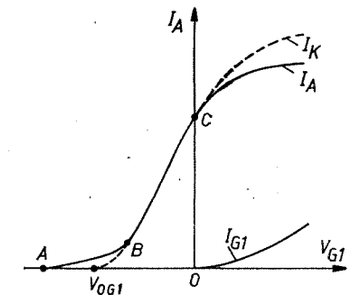


Fig. 3.9

reprezentată grafic în figura 3.9, curba punctată. Curba plină reprezintă curentul anodic propriu-zis. Mărimea V_{OG1} reprezintă tensiunea de blocare a triodei pentru o tensiune anodică dată; punînd condiția $I_A = 0$ (la tensiuni V_{G1} negative $I_{G1} = 0$) din (3.31) rezultă $V_{OG1} = -D V_A$.

III.3.3. Caracteristici statice, parametri şi scheme echivalente

În general la triodă distingem patru familii de caracteristici statice: $I_A = f(V_{G1})$ cu V_A parametru, $I_A = f(V_A)$ cu V_{G1} parametru, $I_{G1} = f(V_A)$ cu V_{G1} parametru şi $I_{G1} = f(V_{G1})$ cu V_A parametru; în condiţii normale de funcţionare $V_{G1} < 0$ şi $I_{G1} = 0$. În practică se utilizează numai primele

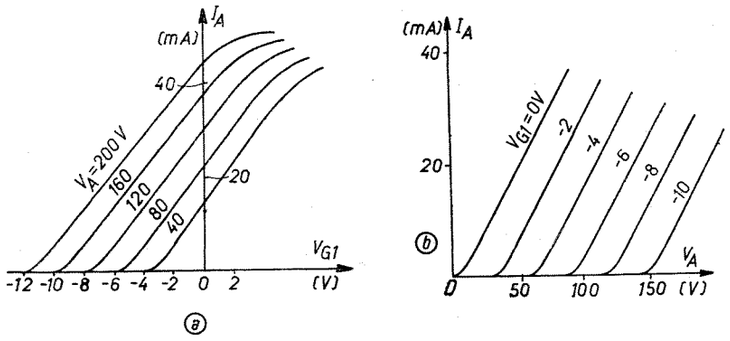


Fig. 3.10

două familii de caracteristici reprezentate în figura 3.10. Familia de caracteristici anod-grilă (fig. 3.10 *a*) este utilă pentru fixarea punctului de funcţionare şi alegerea clasei de funcţionare; de asemenea tot pe această familie se poate aprecia liniaritatea caracteristicii dinamice de transfer. Familia de caracteristici anodice (fig. 3.10 *b*) serveşte la studiul bilanţului energetic al etajului de amplificare, a formei şi amplitudinii semnalelor de ieşire.

Principalii parametrii statici ai triodei sînt: panta S, rezistenţa internă R_i şi coeficientul de amplificare μ. Pentru determinarea acestor parametrii se pleacă de la diferenţiala totală a expresiei curentului anodic. În general avem $I_A = f(V_{G1}, V_A)$ iar prin diferenţiere obţinem

$$\mathrm{d}I_A = \frac{\partial I_A}{\partial V_{G1}}\,\mathrm{d}V_{G1} + \frac{\partial I_A}{\partial V_A}\,\mathrm{d}V_A. \tag{3.33}$$

Panta caracteristicii anod-grilă S (transconductanţa) exprimă legătura dintre variaţiile curentului anodic şi ale tensiunii de grilă

$$S = \frac{\partial I_A}{\partial V_{G1}}, \tag{3.34}$$

şi se măsoară de obicei mA/V. Expresia analitică a pantei se obţine derivînd (3.31) în raport cu V_{G1} ($I_{G1} = 0$)

$$S = \frac{3}{2}\,g\,(V_{G1} + DV_A)^{1/2}. \tag{3.35}$$

Deoarece panta are dimensiunile unei conductanţe, se notează adesea cu G_m fiind numită transconductanţă.

Rezistenţa internă R_i este definită ca inversul conductanţei de ieşire

$$G_a = \frac{\partial I_A}{\partial V_A}\;; \qquad R_i = \frac{1}{G_a}, \tag{3.36}$$

şi se măsoară în KΩ.

Factorul de amplificare static μ. Factorul de pătrundere $D = C_{ak}/C_{Gk}$ arată de cîte ori este micşorată acţiunea electrostatică a anodului asupra catodului, datorită existenţei grilei de comandă. Acest factor poate fi definit în regim variabil ca raportul dintre variaţiile $\mathrm{d}V_{G1}$ şi $\mathrm{d}V_A$ care lasă neschimbat curentul anodic. Diferenţiala totală a curentului anodic este

$$\mathrm{d}I_A = \frac{3}{2}\,g\,(V_{G1} + DV_A)^{1/2}\,(\mathrm{d}V_{G1} + D\,\mathrm{d}V_A); \tag{3.37}$$

punînd condiţia $\mathrm{d}I_A = 0$ rezultă

$$\mathrm{d}V_{G1} + D\,\mathrm{d}V_A = 0, \tag{3.38}$$

de unde

$$D = -\frac{\mathrm{d}V_{G1}}{\mathrm{d}V_A}. \tag{3.39}$$

Factorul de pătrundere este subunitar fapt pentru care în practică se utilizează inversul său $\mu = 1/D$, numit factor de amplificare static

$$\mu = -\frac{\partial V_A}{\partial V_{G1}}. \tag{3.40}$$

Între parametrii statici ai triodei se poate stabili o relaţie analitică; astfel introducem S şi R_i în (3.33) şi punem condiţia $\mathrm{d}I_A = 0$, rezultă

$$\frac{1}{SR_i} = -\frac{\mathrm{d}V_{G1}}{\mathrm{d}V_A} = D, \tag{3.41}$$

sau

$$DSR_i = 1, \tag{3.42}$$

expresie ce poartă denumirea de ecuaţie internă a triodei (ec. Barkhausen).

În cazul cînd $V_{G1} > 0$ şi există curenţi de grilă se utilizează încă doi parametrii: rezistenţa de intrare $R_{in} = 1/G_{in} = \partial V_{G1}/\partial I_{G1}$ şi conductanţa de reacţie inversă $G_r = \partial I_{G1}/\partial V_A$.

Pentru analiza circuitelor cu tuburi electronice se utilizează schemele echivalente ale tuburilor pentru diferite tipuri de semnale. În cazul semnalelor mici schema echivalentă reprezintă un model linial al tubului; în cazul triodelor se utilizează de obicei schema echivalentă cu generator de tensiune. Funcţionînd pe porţiunea liniară a caracteristicilor, diferenţialele pot fi înlocuite cu creşteri finite exprimate sub forma valorilor instantanee ale componentelor alternative, deci (3.33) devine

$$i_a = Su_{g1} + u_a/R_i, \tag{3.43}$$

de unde

$$u_a = -\mu u_{g1} + i_a R_i, \tag{3.44}$$

relaţia care permite desenarea schemei echivalente din figura 3.11 *a*; s-a figurat şi circuitul de grilă în presupunerea $R_{in} = \infty$, $G_r = 0$. La frecvenţe mai înalte trebuiesc luate în consideraţie şi capacităţile dintre electrozi, rezultînd schema echivalentă din figura 3.11 *b*. Trebuie remarcat

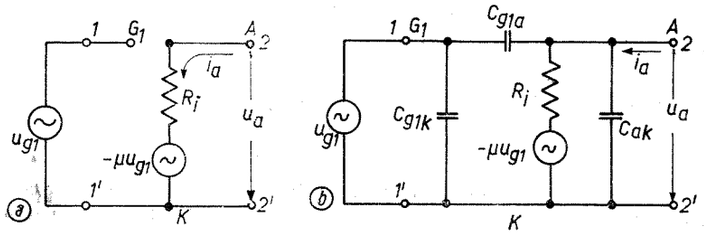


Fig. 3.11

că expresiile (3.43), (3.44) rămîn valabile pentru amplitudinile componentelor alternative I_a, U_a şi pentru fazorii $\boldsymbol{I}_a$, $\boldsymbol{U}_a$; astfel, în calculele uzuale schemele vor conţine mărimile I_a, U_a sau $\boldsymbol{I}_a$, $\boldsymbol{U}_a$.

Schemele echivalente din figura 3.11 pot fi transformate în scheme cu generator de curent. Punînd relaţia (3.43) sub forma

$$Su_{G1} = i_a - u_a/R_i, \tag{3.45}$$

rezultă schema echivalentă din figura 3.12 *a*; la frecvenţe înalte unde se ţine seama de capacităţile dintre electrozi, se obţine schema din figura 3.12 *b*.

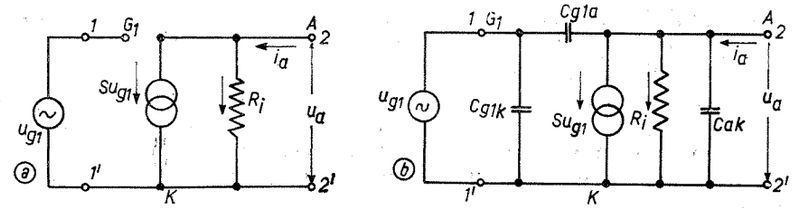


Fig. 3.12

III.4. Tetroda şi pentoda

III.4.1. Construcţie, funcţionare. Distribuţia curentului

Funcţionarea triodei la frecvenţe înalte este limitată în special de doi factori: capacitatea C_{g1a} şi rezistenţa internă. Prin capacitatea C_{g1a} se stabileşte o reacţie inversă între circuitul de ieşire şi cel de intrare, făcînd posibilă apariţia unor autooscilaţii parazite de asemenea C_{g1a} măreşte capacitatea de intrare a triodei în regim dinamic. Rezistenţa internă are valori mici, zeci de kΩ, prin urmare trioda nu poate fi utilizată în amplificatorii selectivi de radiofrecvenţă, pentru că micşorează factorul de calitate al circuitului oscilant. Aceste neajunsuri ale triodei sînt înlăturate în tetrode şi pentode.

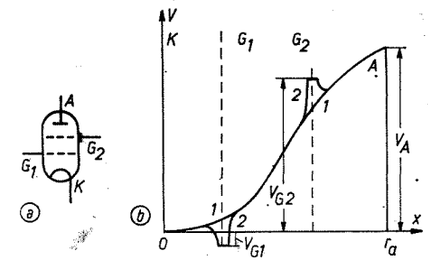


Fig. 3.13

Tetroda se obţine prin introducerea unei grile ecran G_2, amplasată între grila de comandă G_1 şi anodul A (fig. 3.13 *a*). Grila ecran se conectează la un potenţial continuu pozitiv puţin mai mic decît cel anodic, $V_{G2} \simeq \simeq (2/3)\, V_A$, iar din punct de vedere alternativ este conectată la masă;

în felul acesta G_2 constituie un ecran între G_1 şi A micşorînd capacitatea C_{g1a} de cîteva zeci de ori faţă de o triodă similară. Totodată, datorită grilei G_2, influenţa potenţialului anodic asupra curentului anodic este micşorată, astfel creşte rezistenţa internă R_i şi factorul de amplificare static μ. Variaţia potenţialului între electrozi este arătată în figura 3.13 *b*: curba *1* corespunde unui drum ce trece printre spire, curba *2* corespunde drumului ce trece prin planul spirelor.

Tetroda „clasică" descrisă mai sus prezintă un *efect dinatron*, captarea de către grila ecran a electronilor secundari emişi de anod sub influenţa bombardamentului cu electroni primari ce formează curentul anodic, fapt pentru care se utilizează numai în unele scheme speciale. Pentru înlăturarea efectului dinatron se recurge la o construcţie specială numită tetrodă cu fascicul dirijat, pe care o vom descrie mai jos; înlăturarea totală a efectului dinatorn are loc în pentode.

Pentoda este tubul electronic cu cinci electrozi (fig. 3.14 *a*); catodul, anodul şi trei grile: grila de comandă G_1, grila ecran G_2 şi *grila supresoare* G_3. Introducerea grilei G_3, pe lîngă înlăturarea efectului dinatron, accentuează avantajele tetrodei în sensul că micşorează şi mai mult capacitate a C_{g1a}, măreşte rezistenţa internă R_i şi factorul de amplificare μ (R_i este de ordinul megaohmilor, μ este de ordinul miilor). Pentodele se utilizează în amplificatorii de bandă largă şi cei selectivi de radiofrecvenţă. Variaţia potenţialului între electrozi este arătată în figura 3.14 *b*. Datorită faptului că grila supresoare este conectată la potenţialul catodului, între anod şi grila ecran se formează un minim de potenţial care va împiedica electronii secundari emişi de anod să ajungă la grila G_2, chiar în cazul cînd potenţialul anodului este mai mic decît al grilei ecran (această situaţie survine în timpul funcţionării dinamice a tubului).

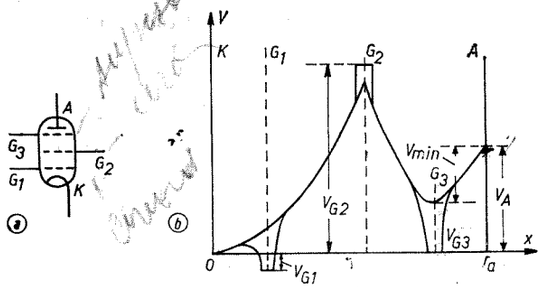


Fig. 3.14

Tetrodele şi pentodele prezintă multe puncte de asemănare în ceeace priveşte procesele fizice, caracteristicile statice şi parametrii; tetrodele cu fascicul pot fi considerate variante de pentode. Din această cauză

în studiul distribuţiei curentului şi a parametrilor ne vom referi la pentode; pe parcurs vor fi făcute precizări cu privire la particularităţile tetrodelor.

Pentru deducerea expresiei curentului anodic şi a distribuţiei curenţilor se utilizează procedeul de reducere a pentodei la o diodă echivalentă (fig. 3.15). Notăm factorii de pătrundere a celor trei grile cu D_1, D_2, D_3.

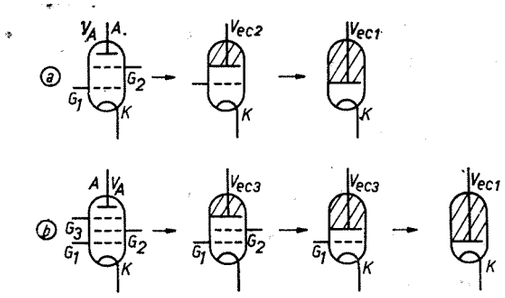


Fig. 3.15

Ţinînd seama de notaţiile din figură se poate scrie succesiv

$$V_{ec_1} = \frac{V_{G1} + D_1 V_{ec2}}{1 + \chi_1 D_1}, \tag{3.46}$$

$$V_{ec2} = \frac{V_{G2} + D_2 V_{ec3}}{1 + \chi_2 D_2}, \tag{3.47}$$

$$V_{ec3} = \frac{V_{G3} + D_3 V_A + D_{r3} V_{G2}}{1 + D_3 + D_{r3}}, \tag{3.48}$$

unde

$$D_{r3} = D_3(\chi_3 - 1), \tag{3.49}$$

este factorul de pătrundere *invers* al grilei supresoare. Avînd în vedere că G_3 este o grilă rară trebuie luată în consideraţie şi influenţa potenţialului V_{G2} asupra lui V_{ec3}. Pentru electrozi cilindrici avem:

$$\chi_3 = \frac{\ln(r_a/r_k)}{\ln(r_{g3}/r_k)}; \quad \chi_2 = \frac{\ln(r_{g3}/r_k)}{\ln(r_{g2}/r_k)}; \quad \chi_1 = \frac{\ln(r_{g2}/r_k)}{\ln(r_{g1}/r_k)}. \tag{3.50}$$

Introducînd (3.47) şi (3.48) în (3.46) rezultă

$$V_{ec1} = \frac{1}{1 + \chi_1 D_1}\left[V_{G1} + D_1\left(1 + \frac{D_2 D_{r3}}{1 + D_3 + D_{3r}}\right)V_{G2} + \right.$$
$$\left. + \frac{D_1 D_2}{1 + D_3 + D_{r3}} V_{G3} + \frac{D_1 D_2 D_3}{1 + D_3 + D_{r3}}\right]. \qquad (3.51)$$

Avînd în vedere că factorii de pătrundere sînt subunitari, se pot neglija termenii ce conţin produsul a doi sau trei factori de pătrundere; rezultă

$$V_{ec1} = \frac{V_{G1} + D_1 V_{G2}}{1 + \chi_1 D_1}. \qquad (3.52)$$

Curentul total ce pleacă de la catod este dat de legea 3/2

$$I_K = g V_{ec1}^{3/2}. \qquad (3.53)$$

Luînd pentru V_{ec1} expresia (3.52) din condiţia $I_k = 0$ rezultă

$$V_{G10} = - D_1 V_{G2} \qquad (3.54)$$

adică, potenţialul de blocare la pentode este determinat în principal de V_{G2}. Sub formă generală $I_K = I_A + I_{G1} + I_{G2} + I_{G3}$ iar în regimurile normale de funcţionare cu $V_{G1} < 0$ şi $V_{G3} = 0$, avem

$$I_K = I_A + I_{G2}; \qquad (3.55)$$

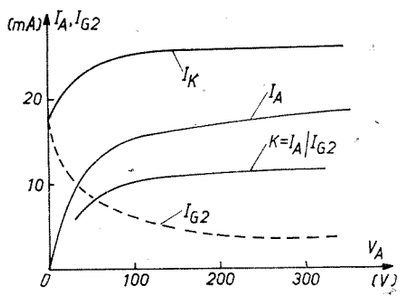


Fig. 3.16

introducînd coeficientul de distribuţie a curentului $k = I_A/I_{G2}$ se obţine

$$I_A = \frac{k}{k+1} I_K; \quad I_{G2} = \frac{1}{k+1} I_K. \qquad (3.56)$$

Variaţiile mărimilor I_K, I_A, I_{G2} şi k sînt arătate în figura 3.16.

III.4.2. Caracteristici statice şi parametri

În general, la pentode se pot distinge 16 familii de caracteristici statice (există patru curenţi, fiecare depinzînd de patru potenţiale); dintre acestea în practică se utilizează două familii: 1) — familia de caracteristici anodice $I_A = f(V_A)$ cu V_{G1} parametru şi V_{G2}, V_{G3} constanţi (fig. 3.17 *a*); 2) — familia de caracteristici anod-grilă $I_A = f(V_{G1})$ cu V_A

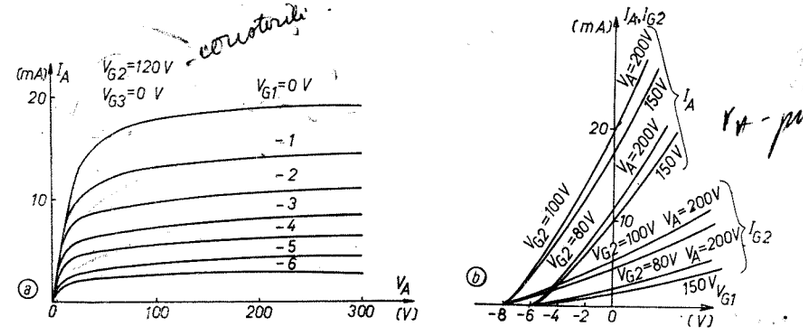


Fig. 3.17

parametru şi V_{G2}, V_{G3} constanţi (fig. 3.17 *b*). O particularitate deosebită a pentodei este aceea că la variaţii cu aceeaşi cantitate a potenţialului V_{G1} caracteristicile anodice nu sînt echidistante. Drept urmare caracteristica de transfer va fi o dreaptă numai pentru o anumită valoare a rezistenţei de sarcină (pentoda este „critică" faţă de sarcină). Avînd în vedere că I_A este slab influenţat de V_A, caracteristicile anod-grilă sînt foarte apropiate; din această cauză se evită utilizarea acestei familii de caracteristici pentru construcţii grafice.

La tretrode se pot distinge 9 familii de caracteristici statice, dintre care în practică se utilizează de obicei numai două. Familia de caracteristic anod-grilă este asemănătoare cu a pentodei. Caracteristicile anodice ale tetrodei clasice prezintă o porţiune descrescătoare (fig. 3.18), cauzată de efectul dinatron cînd $V_A < V_{G2}$. Forma caracteristicii poate fi explicată astfel. Atît timp cît $V_A < V_{A1}$ electronii primari nu au energie suficient pentru a produce emisia secundară; curentul I_A creşte aproximativ liniar iar curentul I_{G2} scade. Cînd $V_A > V_{A1}$ electronii ce vin de la catod au energi i suficiente pentru a produce emisia secundară de pe anod; electronii secundari sînt atraşi de grila G_2 deoarece $V_{G2} > V_A$, are loc scăderea curentului I_A şi creşterea lui I_{G2}. Procesul continuă pînă cînd electronii secun-

dari sînt atraşi din nou pe anod şi drept urmare I_A creşte iar I_{G2} scade. Tetrodele care prezintă caracteristică anodică de tip dinatron nu pot fi utilizate în etajele de amplificare din cauza distorsiunilor puternice pe care le introduce; aceste tetrode se utilizează în schemele de oscilaţie.

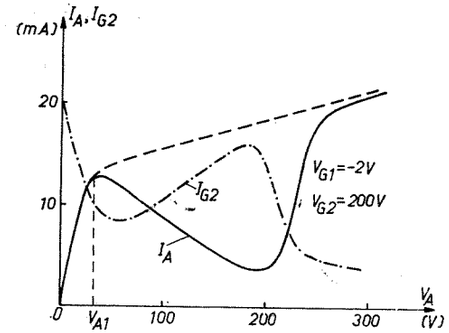


Fig. 3.18

Efectul dinatron este înlăturat în tetrodele cu fascicul dirijat, unde se urmăreşte crearea unui minim de potenţial între anod şi grila ecran care să împiedice captarea electronilor secundari de către G_2. Construcţia tetrodei cu fascicul dirijat este arătată în figura 3.19 : prin introducerea electrozilor S conectaţi la catod se limitează spaţiul prin care electronii

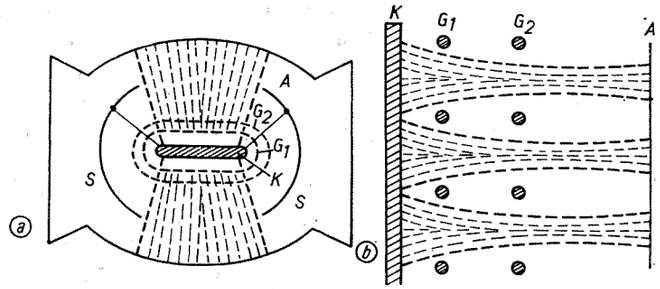


Fig. 3.19

pot ajunge pe anod (fig. 3.19 *a*); grilele G_1 şi G_2 au acelaşi pas (fig. 3. 19 *b*) astfel încît electrozii K, G_1, G_2 formează un sistem electronooptic care focalizează electronii în plan vertical. Prin urmare electronii ajung la anod sub forma unor fascicule de mare densitate care, împreună cu electronii secundari emişi de anod, formează o sarcină spaţială de mare densitate în

apropierea anodului. Minimul de potenţial ce ia naştere (fig. 320 *a*) este suficient pentru înlăturarea efectului dinatron. Caracteristicile statice ale tetrodei cu fascicul sînt asemănătoare cu ale pentodei (fig. 3.20 *b*) cu singura diferenţă că la negativări mari ale grilei G_1 începe să apară porţiunea de rezistenţă negativă ca urmare a micşorării densităţii fasciculului incident pe anod.

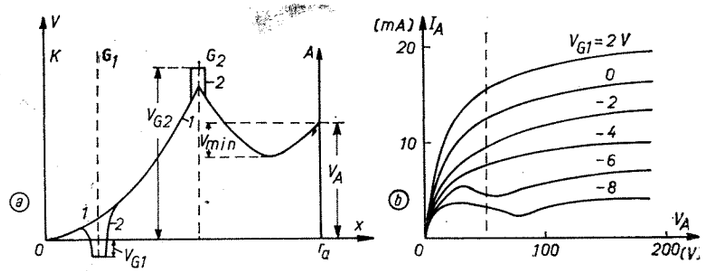


Fig. 3.20

Parametrii statici ai pentodelor şi tetrodelor cu fascicul sînt aceiaşi ca la trode S, R_i, μ; uneori se mai introduc şi alţi parametrii care să reflecte influenţa potenţialului V_{G3}, sau variaţiile curenţilor I_{G2}, I_{G3}.

Panta caracteristicii anod-grilă G_1.

$$S = \frac{\partial I_A}{\partial V_{G1}} = \frac{\mathrm{d}I_A}{\mathrm{d}V_{G1}}\bigg|_{V_{G2},\, V_{G3},\, V_A\, =\, \text{const.}} \tag{3.57}$$

Ţinînd seama de (3.56) şi de faptul că K nu depinde de V_{G1} se poate scrie

$$S = \frac{k}{k+1}\,\frac{\partial I_K}{\partial V_{G1}} = \frac{3k}{2(k+1)}\,g\,V_{ec1}^{1/2} = \frac{k}{k+1}\,S_k, \tag{3.58}$$

unde S_k este panta curentului total.

Rezistenţa internă R_i.

$$\frac{1}{R_i} = \frac{\partial I_A}{\partial V_A}. \tag{3.59}$$

Avînd în vedere că k este influenţat de potenţialul V_A se poate scrie

$$\frac{1}{R_i} = \frac{\partial}{\partial V_A}\left(\frac{k}{k+1}\,I_K\right) = \frac{k}{k+1}\,\frac{\partial I_K}{\partial V_A} + \frac{I_K}{(k+1)^2}\,\frac{\partial k}{\partial V_A} = \frac{1}{R_{iD}} + \frac{1}{R_{ik}}. \tag{3.60}$$

Componenta $1/R_{iD}$ reflectă influenţa lui V_A asupra lui I_A prin intermediul factorului de pătrundere; componenta $1/R_{ik}$ reflectă influenţa lui V_A asupra lui I_A prin intermediul coeficientului de distribuţie. În general $R_i = R_{iD} \| R_{ik}$; numai la tuburi cu grile ecran foarte dese $R_i \simeq R_{ik}$.

Factor de amplificare μ.

$$\mu = -\frac{\partial V_A}{\partial V_{G1}} = \frac{\mathrm{d}V_A}{\mathrm{d}V_{G1}}\bigg|_{I_A,\, V_{G2},\, V_{G3} = \text{const.}} \tag{3.61}$$

Ţinînd seama de expresiile pantei şi rezistenţei interne se pot scrie $\mu = SR_i$ însă $\mu \neq 1/D$. Valori curente pentru parametri:

$$S = 1{,}5 \div 30 \text{ mA/V}, \quad R_i = 500 \div 2\,000 \text{ k}\Omega, \quad \mu = 200 - 5000.$$

Panta caracteristicii anod-grilă G_3. Acest parametru este util pentru pentodele cu grilă G_3 neconectată la catod, care pot fi utilizate ca dispozitive cu comandă dublă

$$S_3 = \frac{\partial I_A}{\partial V_{G3}} = \frac{\mathrm{d}I_A}{\mathrm{d}V_{G3}}\bigg|_{V_{G1},\, V_{G2},\, V_A = \text{const.}} \tag{3.62}$$

Panta caracteristicii $I_{G2} = f(V_{G1})$ definită ca

$$S_2 = \frac{\partial I_{G2}}{\partial V_{G1}}, \tag{3.63}$$

are expresia

$$S_2 = \frac{1}{k+1} S_k. \tag{3.64}$$

Există o mare varietate de pentode: de bandă largă, de înaltă frecvenţă, de putere, cu pantă variabilă etc.

III.5. Tuburi multigrilă

În diferite domenii ale electronicii aplicate apare necesitatea mixării a două semnale avînd frecvenţe diferite în scopul obţinerii unui semnal de frecvenţă intermediară; în decursul procesului de mixare (amestec) este necesar ca tipul şi gradul de modulaţie să rămînă neschimbate. Pentru mixare se pot utiliza tuburi în care este posibilă o comandă dublă a curentului anodic, adică tuburi care au cel puţin două grile. La tetrode şi pentode eficienţa comenzii duble este scăzută, fapt pentru care au fost construite tuburi speciale cum ar fi hexoda şi heptoda, octoda, nanoda şi alte tuburi compuse.

a) Hexoda

Dacă în pentodă se introduce încă o grilă G_4, amplasată între grila supresoare şi anod, se obţine hexoda (fig. 3.21 *a*); grila G_4 micşorează capacitatea C_{g3a} şi măreşte rezistenţa internă. Hexoda este echivalentă

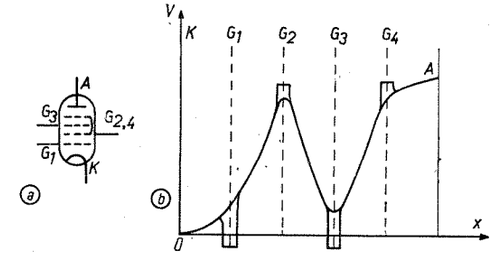


Fig. 3.21

cu două tetrode conectate în paralel: KG_1G_2A şi KG_3G_4A; grilele de semnal sînt G_1, G_3, grilele ecran sînt G_2 şi G_4 conectate împreună. Distribuţia potenţialului între electrozi este arătată în fig. 3.21 *b*. În radiocomunicaţii şi televiziune semnale care urmează a fi mixate sînt semnalul recepţionat u_s de frecvenţă f_s şi semnalul de la oscilatorul local (heterodină) u_h de frecvenţa f_h. De obicei pe grila G_1 se aplică semnalul u_s, iar pe grila G_3 se aplică semnalul u_h; în circuitul anodic poate fi separat semnalul de frecvenţă $f_m = f_h - f_s$. În hexodă rămîn valabile neajunsurile specifice tetrodei.

b) Heptoda

Introducînd grila suplimentară G_5 care joacă rolul de grilă supresoare se obţine heptoda (fig. 3.22 *a*) care este echivalentă cu două pentode conectate în paralel: $KG_1G_2G_5A$ şi $KG_3G_4G_5A$. Datorită avantajelor pe care le prezintă în raport cu hexoda, heptodele au căpătat o mare răspîndire în practică. Distribuţia potenţialului este arătată în figura 3.22 *b*.

Heptoda are două grile de semnal G_1 și G_3; din această cauză în calcule trebuie luate în considerații două familii de caracteristici anod-grilă $I_A = f(V_{G1})$ și $I_A = f(V_{G3})$. Familia de caracteristici anodice este asemănătoare cu a pentodei. Particularitatea deosebită a tuburilor de amestec este aceea că panta caracteristicilor $I_A = f(V_{G1})$ este influențată de potențialul grilei G_3 iar panta caracteristicilor $I_A = f(V_{G3})$ este influen-

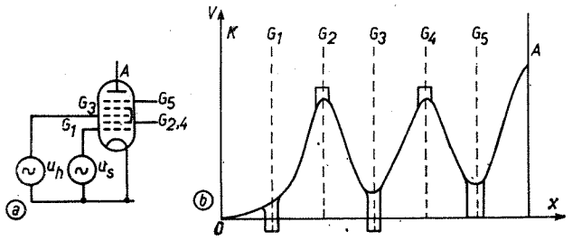


Fig. 3.22

țată de potențialul grilei G_1. Pentru a caracteriza eficiența procesului de mixare se introduce coeficientul de comandă dublă

$$K_{13} = \frac{\partial^2 I_A}{\partial V_{G1} \partial V_{G3}} = \frac{\partial S_1}{\partial V_{G3}} = \frac{\partial S_3}{\partial V_{G1}}. \qquad (3.65)$$

Semnalul recepționat u_s se aplică pe grila G_1 iar semnalul de la heterodină se aplică pe grila G_3. În scopul obținerii unui semnal mixat u_m cît mai mare și nedistorsionat este necesar ca panta S_1 să fie cît mai mare iar caracteristicile $I_A = f(V_{G1})$ să fie cît mai liniare. Cînd $V_{G3} \leq 0$ între grilele G_2 și G_3 se formează o sarcină spațială electronică care constituie un catod virtual pentru cea de a doua pentodă echivalentă.

III.6. Tuburi catodice și cinescoape

III.6.1. Tubul catodic, construcție și funcționare

Tubul catodic face parte din categoria dispozitivelor electronice care transformă semnalele electrice în imagine luminoasă, utilizînd un fascicul electronic focalizat. Din punct de vedere constructiv tuburile catodice pot fi împărțite în două grupe mari: tuburi catodice cu focalizare și deviație electrostatică, tuburi catodice cu focalizare și deviație magnetică; există bineînțeles și tuburi catodice „hibride".

Construcția unui tub catodic „clasic" cu focalizare și deviație electrostatică este arătată în figura 3.23 *a* și constă din următoarele: termocatodul K, electrodul modulator (Wehnelt) W, anozii A_1 și A_2, electrozii (plăcuțele) de deviație pe orizontală X și pe verticală Y, stratul conductor de grafit G, ecranul luminiscent E; toate aceste părți componente sînt montate într-un balon de sticlă vidat avînd presiunea $p \simeq 1{,}33 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{N \cdot m^{-2}}$. Adesea stratul G se conectează la anodul A_2.

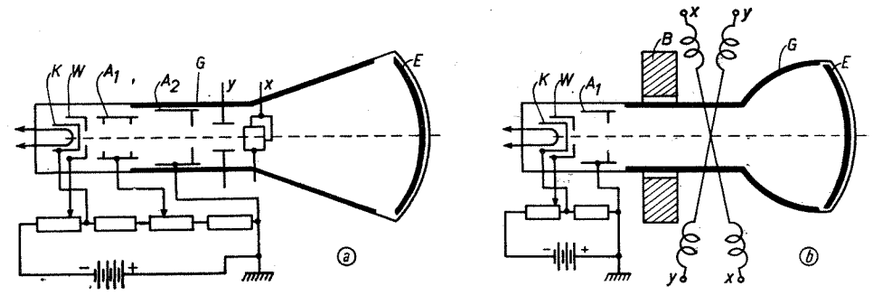


Fig. 3.23

Electronii emiși de catod sînt accelerați de către anozii A_1 și A_2 și focalizați de către sistemul de electrozi cilindrici W, A_1, A_2; rezultă un fascicul electronic de diametru mic. Acest fascicul este deviat de către sistemele de plăcuțe Y și X și cade apoi pe ecranul luminiscent E producînd o pată luminoasă avînd diametrul $d = 0{,}2 \div 1$ mm. Stratul de grafit G colectează electronii secundari emiși de ecran.

Construcția tubului catodic cu focalizare și deviație magnetică este arătată în figura 3.23 *b* conținînd următoarele: termocatodul K, electrodul modulator W, anodul accelerator A_1, bobina de focalizare B, bobinele de deviație YY și XX, ecranul luminiscent E și stratul de grafit G. Electrodul modulator W și anodul A_1 formează o primă lentilă electrostatică focalizatoare apoi fasciculul este puternic focalizat de către lentila magnetică subțire B.

În general, la tubul catodic distingem trei părți principale: sistemul de focalizare, sistemul de deviație (deflexie) și ecranul.

III.6.2. Sisteme de focalizare

Fluxul electronic poate fi focalizat fie cu ajutorul cîmpului electric, *sistem de focalizare electrostatică*, fie cu ajutorul inducției magnetice, *sistem de focalizare magnetică*.

RTVRL 30982 1101
BN BMB 95 168

a) Sistemul de focalizare electrostatică

Cîmpul electric neuniform cu simetrie axială (de rotaţie) are proprietatea de a focaliza un flux de electroni ce străbate spaţiul în care acţicnează acest cîmp.

Catodul împreună cu electrozii de focalizare formează tunul electronic al tubului catodic. Sistemul de focalizare propriu-zis este format din două lentile electrostatice L_1 şi L_2 (fig. 3.24 *a*). Prima lentilă, constituită

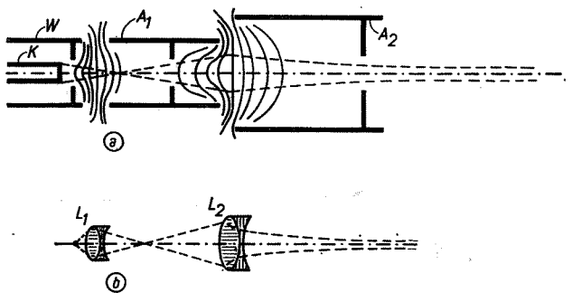


Fig. 3.24

din catodul K, electrodul modulator W şi anodul A_1, este o lentilă de imersie (catodică) care odată cu focalizarea fasciculului produce şi accelerarea electronilor. Forma liniilor echipotenţiale este foarte complicată depinzînd de dimensiunile electrozilor şi de potenţialele aplicate. Distanţa focală a lentilei este foarte mică astfel încît electronii suferă un maxim de focalizare într-un punct de pe axă în interiorul primului anod ; acest punct, în care diametrul fasciculului este mult mai mic decît suprafaţa efectivă de emisie a catodului, serveşte drept obiect pentru cea de a doua lentilă electrostatică formată din anozii A_1 şi A_2. Fasciculul este puternic focalizat avînd diametrul minim în punctul de impact cu ecranul. Raportul potenţialelor V_{A2}/V_{A1} care asigură focalizarea optimă nu depinde de valorile absolute ale acestor potenţiale. În figura 3.24 *b* este arătat echivalentul optic al sistemului de focalizare ; fiecare lentilă este compusă dintr-o lentilă convergentă şi una divergentă, însă predominată rămîne acţiunea de focalizare. Acest fapt poate fi explicat luînd în consideraţie forma electrozilor şi vitezele electronilor : electrodul din stînga are diafragma mai mică deci curbura liniilor echipotenţiale este mai mare în regiunea de focalizare decît în regiunea de defocalizare ; electronii se mişcă accelerat, viteza lor este mai mare în regiunea de defocalizare, prin urmare în această regiune traiectoriile sînt mai puţin curbate.

Conturul petei luminoase pe ecran (spotului) nu are o limită precisă căci intensitatea luminoasă scade treptat de la centru spre margine. Dimensiunile spotului sînt afectate de curbura mare a liniilor echipotenţiale ; electronii marginali sînt mai puternic focalizaţi decît cei centrali

(paraxiali), astfel apar *aberaţii de sfericitate*. Pentru micşorarea dimensiunilor spotului în interiorul anozilor A_1 şi A_2 se amplasează diafragme de diametre mici care captează electronii marginali.

Calitatea focalizării electrostatice este negativ influenţată de o serie de factori : emisia termoelectronică a electrodului modulator, emisia secundară a anozilor A_1 şi A_2, densitatea curentului din fascicul, reglarea intensităţii luminoase prin variarea potenţialului aplicat pe electrodul W. Termoelectronii proveniţi de pe electrodul W şi electronii secundari proveniţi de pe anozii A_1 şi A_2 nu pot fi focalizaţi deoarece au viteze şi direcţii de mişcare diferite faţă de cele ale electronilor din fascicul. Pentru înlăturarea acestui inconvenient electrozii W, A_1, A_2, se confecţionează sau se acoperă cu straturi din metale cu funcţie de lucru W_Φ mare. În cazul densităţilor mari de curent are loc o anumită defocalizare datorită respingerii reciproce a electronilor ; acest efect este diminuat prin mărirea potenţialului.

Cea mai puternică influenţă asupra focalizării o are acţiunea de reglare a intensităţii luminoase a spotului prin variarea potenţialului aplicat pe electrodul modulator. Într-adevăr, variaţia potenţialului unuia dintre electrozii W, A_1, A_2 atrage după sine modificarea configuraţiei liniilor echipotenţiale deci variaţia distanţei focale a lentilelor electrostatice (fig. 3.24 *a*). Variaţia potenţialului V_M al electrodului Wehnelt în scopul reglării intensităţii fasciculului modifică distanţa focală a lentilei L_1, producînd astfel defocalizarea fasciculului ; pe de altă parte variaţia potenţialului V_{A1} în procesul de focalizare cauzează modificarea intensităţii cîmpului lîngă catod, prin urmare se modifică intensitatea curentului. Pentru micşorarea influenţei reciproce a potenţialelor V_M şi V_{A1} se introduce un electrod suplimentar, A_0 amplasat între W şi A_1 conectat de obicei la A_2 (fig. 3.25 *a*, *b*) ; varianta din figura 3.25 *b* dă rezultate mai bune. Focalizarea se realizează de către sistemul de lentile A_0A_1 şi A_0A_2 astfel încît variaţia potenţialului V_M nu afectează calitatea focalizării ; de asemenea anodul A_1 nu captează electroni din fascicul şi nu produce electroni secundari.

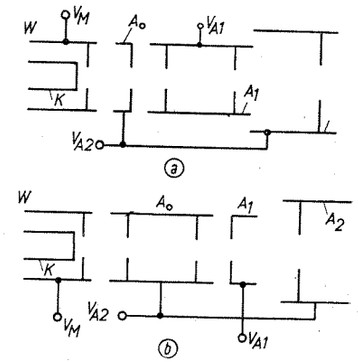


Fig. 3.25

b) Sistemul de focalizare magnetică

Traiectoria electronului care se mişcă în inducţie magnetică uniformă reprezintă o curbă helicoidală avînd raza ρ şi pasul h constante (vezi cap. II). În cazul inducţiilor neuniforme ρ şi h nu rămîn constante ;

alegînd adecvat forma liniilor de inducţie magnetică se poate realiza focalizarea fasciculului de electroni.

Sistemul de focalizare magnetică constă în realitate din două lentile: o lentilă electrostatică formată din electrozii W şi A (fig. 3.26); o lentilă magnetică subţire constituită din bobina Z care dă naştere unei inducţii magnetice neuniforme, cu simetrie de rotaţie. Lentila electrostatică efectuează o primă focalizare a fasciculului (tot aici are loc accelerarea electronilor din fascicul); distanţa focală a acestei lentile este mică astfel

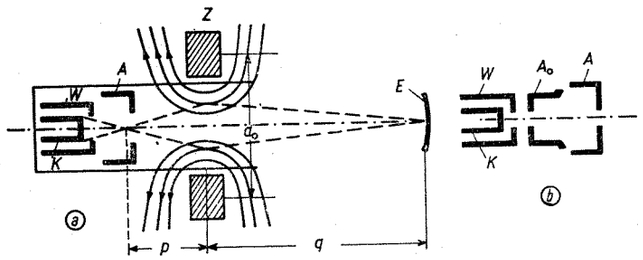


Fig. 3.26

că diametrul minim al fasciculului se realizează într-un punct de pe ax în dreptul anodului A, punct ce serveşte drept obiect pentru lentila magnetică. O bobină circulară care dă naştere unei inducţii magnetice cu simetrie de rotaţie, neuniformă, aşa cum este arătat în figura 3.26, are proprietatea de a focaliza fasciculul de electroni. Numărul de amper-spire care asigură distanţa focală f este dat de relaţia aproximativă (pentru o bobină fără miez de fier şi fără blindaj)

$$nI \simeq 7\sqrt{d_0 V_A/f}, \tag{3.66}$$

unde n este numărul de spire, d_0 este diametrul mediu al bobinei, V_A este potenţialul aplicat pe anod. Distanţa focală se reglează de obicei prin varierea curentului I. Pentru obţinerea unor inducţii mari pe spaţii restrînse se folosesc bobine cu blindaj magnetic.

Datorită dimensiunilor mari ale bobinei, lentila magnetică prezintă aberaţii de sfericitate foarte mici, deoarece toţi electronii din fascicul pot fi consideraţi paraxiali. Se pot obţine dimensiuni foarte mici ale spotului chiar în cazul unor intensităţi mari ale curentului. Sistemul de focalizare magnetică are dimensiuni mai mari, este mai costisitor şi consumă mai multă energie; din această cauză focalizarea magnetică se utilizează în construcţiile speciale unde focalizarea electrostatică nu poate asigura calitatea dorită a focalizării.

III.6.3. Sisteme de deviaţie (deflexie)

a) Sistemul de deviaţie electrostatică

În instalaţiile de măsurare cu osciloscoape catodice este necesar ca pe ecran să se obţină oscilograme care să redea nedistorsionat legea de variaţie a mărimii de măsurat, care de regulă este o tensiune sau un curent

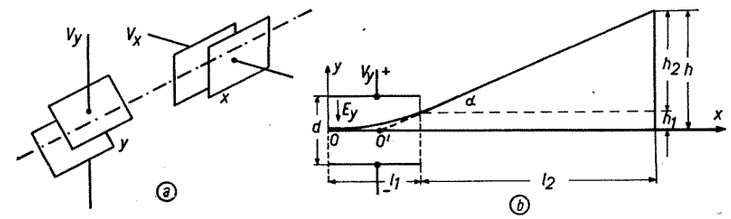


Fig. 3.27

electric. Pentru aceasta deviaţia spotului adică a fluxului electronic ce dă naştere spotului trebuie să fie proporţională cu tensiunea aplicată pe plăcile de deviaţie.

Considerăm că sistemul de deviaţie este constituit din două perechi de plăci (fig. 3.27 *a*), una pentru deviaţia pe verticală, cealaltă pentru deviaţia pe orizontală. Pentru a stabili legătura dintre valoarea deviaţiei şi dimensiunile şi potenţialele aplicate pe diferiţi electrozi, ne referim la figura 3.27 *b*. Neglijînd neuniformitatea cîmpului electric la marginile plăcilor, se poate considera că în interiorul plăcilor există un cîmp electric uniform $E_y = V_y/d$ îndreptat de sus în jos; presupunînd că electronii o viteză iniţială v_0 perpendiculară pe direcţia cîmpului din ecuaţia (2.78) se obţine ($\theta = 0$ şi E_y se ia cu semnalul minus)

$$y = \frac{\eta V_y}{2v_0^2 d} x^2, \tag{3.67}$$

unde v_0 este determinată în principal de potenţialul anodului A_2 deci

$$v_0 = \sqrt{2\eta V_{A2}}. \tag{3.68}$$

În interiorul plăcilor traiectoria electronului reprezintă o parabolă astfel că la ieşirea din sistemul de plăci deviaţia h_1 este

$$h_1 = (y)_{x=l_1} = \frac{\eta V_x}{2v_0^2 d} l_1^2, \tag{3.69}$$

iar unghiul pe care-l face traiectoria cu axa x se determină din relaţia

$$\operatorname{tg}\alpha = \left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=l_1} = \frac{\eta V_y}{v_0^2 d} l_1. \tag{3.70}$$

Din figură este evidentă relaţia

$$h_2 = l_2 \operatorname{tg}\alpha = \frac{\eta V_y}{v_0^2 d} l_1 l_2. \tag{3.71}$$

Ţinînd seama de (3.68), deviaţia totală are expresia

$$h = h_1 + h_2 = \frac{l_1}{2d}\left(\frac{l_1}{2} + l_2\right)\frac{V_y}{V_{A2}}. \tag{3.72}$$

Sistemul de deviaţie se caracterizează prin *sensibilitatea* h_0 definită ca

$$h_0 = \frac{h}{V_y} = \frac{l_1 L}{2d}\,\frac{1}{V_{A2}}, \tag{3.73}$$

unde $L = l_2 + l_1/2$ iar h_0 se măsoară în mm/V.

Din relaţia (3.73) rezultă că pentru mărirea sensibilităţii plăcilor trebuie să aibă lungimea mare iar distanţa dintre ele să fie mică; de asemenea distanţa dintre sistemul de plăci şi ecran trebuie să fie cît mai mare iar V_{A2} trebuie să fie mic. Micşorarea potenţialului V_{A2} şi mărirea distanţei L produc dispersia electronilor din fascicul astfe scade calitatea focalizării. Mărirea lui l_1 şi micşorarea lui d se poate efectua numai în anumite limite căci intervin greutăţi de centrare şi există pericolul ca electronii din fascicul să fie captaţi de plăci. Pentru mărirea sensibilităţii

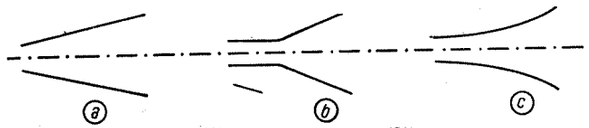


Fig. 3.28

se utilizează construcţii speciale (fig. 3.28 *a*, *b*, *c*). Alimentarea sistemului de plăci trebuie să fie simetrică; în cazul alimentării nesimetrice potenţialul accelerator pe axul tubului va fi

$$V'_{A2} = V_{A2} \pm V_y/2, \tag{3.74}$$

şi tubul va prezenta distorsiuni de trapez. Pe plăcile Y se aplică semnalul de studiat iar pe plăcile X se aplică un semnal în dinţi de fierăstrău.

b) Sistemul de deviaţie magnetică

Deviaţia pe orizontală şi verticală a fasciculului se efectuează cu ajutorul a două perechi de bobine avînd axele perpendiculare între ele (fig. 3.29 *a*): inducţiile B_x şi B_y sînt perpendiculare între ele şi perpendiculare în acelaşi timp pe axa tubului. Pentru ca senzibilitatea să fie constantă pe tot ecranul inducţia trebuie să fie uniformă în spaţiul de

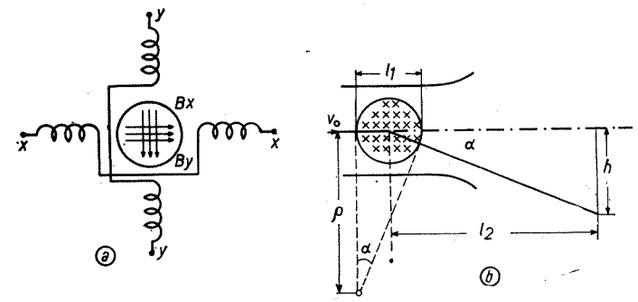


Fig. 3.29

acţiune asupra fasciculului; în acest scop se utilizează construcţii speciale ale bobinelor.

Pentru calculul deviaţiei şi a sensibilităţii ne referim la figura 3.29 *b*. Electronii intră în spaţiul unde acţionează inducţia B_y, îndreptată de la cititor spre desen, cu viteza v_0 perpendiculară pe direcţia inducţiei; datorită acţiunii forţei magnetice traiectoria electronilor va prezenta un arc de cerc a cărui rază este (vezi cap. II)

$$\rho = \frac{v_0}{\eta B_y}. \tag{3.75}$$

După ce parcurg arcul $s = \rho\alpha$ electronii ies din spaţiul unde acţionează B_y şi urmează o linie dreaptă care face unghiul α cu axa tubului. În cazul unghiurilor mici se poate face aproximaţia $s \simeq l_1$, deci

$$\alpha \simeq l_1/\rho, \tag{3.76}$$

iar valoarea deviaţiei pe ecran va fi

$$h = l_2 \operatorname{tg}\alpha \simeq l_2\alpha = \frac{\eta B_y}{v_0} l_1 l_2 = \sqrt{\eta/2}\, l_1 l_2 \frac{B_y}{\sqrt{V_{A2}}}. \tag{3.77}$$

Sensibilitatea are expresia

$$h_0 = \frac{h}{B_y} = \gamma \frac{l_2}{\sqrt{V_{A2}}}, \tag{3.78}$$

unde γ este un coeficient ce depinde de forma şi dimensiunile bobinelor.

Făcînd o scurtă paralelă între sistemele de deviaţie electrostatic şi magnetic se constată : 1 — deviaţia h în cazul sistemului magnetic este mai puţin influenţată de potenţialul V_{A2} al anodului accelerator; din această cauză sistemul magnetic se aplică în tuburile cu V_{A2} ridicat; 2 — sistemul magnetic se utilizează numai în tuburile care funcţionează la frecvenţe joase $f = 20 \div 30$ KHz ; sistemele electrostatice obişnuite pot funcţiona normal pînă la $f = 500$ MHz ; 3 — deviaţia şi sensibilitatea sistemului magnetic depinde de raportul $\eta = q/m$ al particulei ; din această cauză ionii negativi a căror masă este mult mai mare decît a electronului nu sînt deviaţi şi bombardează tot timpul centrul ecranului deteriorîndu-l prematur prin formarea *petei ionice*. Pentru înlăturarea acestui efect se utilizează capcane ionice.

III.6.4. Ecranul

Ecranul tuburilor catodice este constituit dintr-un strat de material luminiscent depus pe faţa interioară a balonului de sticlă la capătul opus tunului electronic. Cele mai utilizate substanţe luminiscente sînt : sulfiţi de Zn şi Cd, silicaţi de Zn (villemit), wolframaţi de Zn şi Cd ; pentru mărirea eficienţei luminoase a ecranului se adaugă cantităţi mici (0,01 ÷ 0,1%) de substanţe activatoare : Mn, Cu, Bi, Ag şi elemente ale pămînturilor rare.

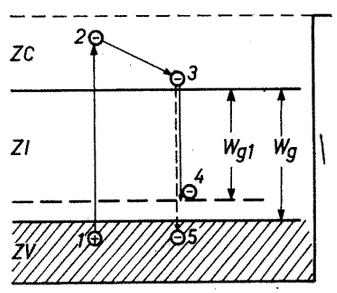


Fig. 3.30

Luminiscenţa este proprietatea unor corpuri izolatoare şi semiconductoare de a emite cuante luminoase sub influenţa unor factori externi; după natura factorului extern se disting mai multe tipuri de luminiscenţă : fotoluminiscenţă (excitare pe cale optică), catodoluminiscenţă (excitare prin fascicul electronic), electroluminiscenţă (excitare prin cîmp electric) etc. Procesul de luminiscenţă poate fi explicat referindu-ne la un semiconductor cu nivele acceptoare, cauzate de impurităţi sau defecte de reţea (fig. 3.30). În urma bombardamentului electronic, o parte din electronii din ZV trec în ZC (drumul *1—2*) ; după un interval foarte scurt electronul coboară la marginea inferioară a ZC (drumul *2—3*) de unde poate efectua fie tranziţia directă în ZV (drumul *3—5*), fie tranziţia pe o stare acceptoare (drumul *3—4*).

Experienţa a arătat că predominante sînt tranziţiile *3—4* care sînt însoţite de emiterea unei cuante de energie $h\nu_1 = W_{g1}$. Corpurile a căror luminiscenţă are loc în spectrul vizibil, se numesc *luminofori.*

Pentru caracterizarea substanţelor luminiscente se utilizează trei parametri : randamentul luminos, durata luminiscenţei, domeniul spectral al radiaţiei emise.

1) *Randamentul luminos* (eficienţa) materialului reprezintă intensitatea luminoasă a radiaţiei în spectrul vizibil atunci cînd fasciculul electronic incident are puterea de un watt

$$\eta_\Phi = I_\Phi / V_{A2} \cdot j, \tag{3.79}$$

şi se măsoară de obicei în candelă/watt; j este densitatea de curent.

2) *Durata luminiscenţei.* S-a constatat că după întreruperea excitaţiei luminoforul mai radiază un anumit interval τ_E, numit timp de postluminiscenţă ; τ_E reprezintă timpul scurs între momentul încetării excitaţiei şi momentul cînd intensitatea luminoasă a spotului scade de la 10% din valoarea iniţială. Toţi luminoforii prezintă fenomenul de postluminiscenţă însă în măsuri diferite, depinzînd de natura substanţei şi a elementului de activare ; în general $\tau_E \div 10^{-6}$—20 s. Pentru studiul unor fenomene periodice cu variaţie rapidă se utilizează luminofori cu τ_E mic, sulfit de Zn cu adaus de Ag ; pentru înregistrarea unor semnale singulare se utilizează luminofori cu τ_E mare, amestec de sulfiţi de Zn şi Cd cu adaus de Cu. Avînd în vedere că substanţele cu postluminiscenţă mare sînt deosebit de senzibile la radiaţii luminoase se construiesc ecrane cu strat dublu (fig. 3.31) : L_1 este un strat cu postluminiscenţă mică şi foarte senzibil la bombardamentul electronic iar L_2 este un strat cu postluminiscenţă mare senzibil la radiaţiile luminoase ale primului strat.

3) *Domeniul spectral.* După spectrul radiaţiei emise se disting o mare varietate de luminofori. Pentru observaţii vizuale directe se folosesc luminoforii ce emit o lumină galben-verzuie (villemit sintetic) întrucît ochiul are senzibilitatea maximă în acest domeniu spectral. În tuburile unde are loc fotografierea oscilogramelor se utilizează luminoforii ce emit lumină albastră sau albastru-violet cum ar fi : sulfiţi de Zn şi K activaţi cu Ag, sulfiţi de Zn activaţi cu Ag.

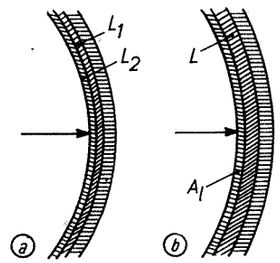


Fig. 3.31

III.6.5. Cinescopul

Cinescoapele se folosesc pentru recepţionarea imaginilor în televiziune ; cinescopul este un tub catodic care prezintă unele particularităţi de construcţie în vederea obţinerii unei imagini clare şi de dimensiuni

mari. În primul rînd, este necesar ca fasciculul electronic, de obicei de densitate mare, să fie foarte bine focalizat; diametrul fasciculului determină calitatea imaginii. În acest scop se utilizează sistemul magnetic de focalizare, care poate asigura o focalizare de calitate superioară şi pentru fasciculele puternic deviate. În al doilea rînd, pentru obţinerea unor unghiuri mari de deviaţie ($\alpha \simeq 120°$) şi înlăturarea totală a influenţei reciproce dintre sistemele de focalizare şi deviaţie şi potenţialul V_{A2}, se utilizează sistemul de deviaţie magnetică.

Necesitatea obţinerii unor imagini de dimensiuni mari (60÷70 cm în diametru), a condus la fabricarea unor tuburi cinescoape avînd aceste dimensiuni. În cinescoapele cu formă în trunchi de con (fig. 3.32 *a*) are loc o iluminare difuză a ecranului din cauza reflexiilor succesive ale razelor luminoase de pereţii ecranului. Acest neajuns se înlătură dînd o formă adecvată părţii de diametru mare a tubului (fig. 3.32 *b*). Uneori, pentru mărirea rezistenţei mecanice a balonului partea conică se execută din metal care se sudează cu ecranul şi porţiunea cilindrică.

Luminoforii folosiţi în cinescoape pentru televiziune alb-negru trebuie să aibă un bun randament luminos în tot spectrul vizibil. În acest scop se folosesc combinaţii de luminofori: sulfit de Zn şi Cd şi sulfit de Zn activat cu Ag; sulfit de Zn, selenit de Zn şi sulfit de Zn activat cu Ag. Timpul de postluminiscenţă al acestor luminofori este foarte mic, $\tau_E < 0{,}1$ s pentru a putea reda corect imaginile în mişcare.

Pe ecran se depune un strat subţire de Al, transparent pentru fasciculul de electroni, în scopul măririi potenţialului de ecran (sau al potenţialului V_{A2}) pînă la 10÷18 KV; se obţine astfel o mărire a intensităţii luminoase. Pentru ca lumina exterioară să nu influenţeze contrastul imaginii, partea frontală a tubului se face de sticlă fumurie.

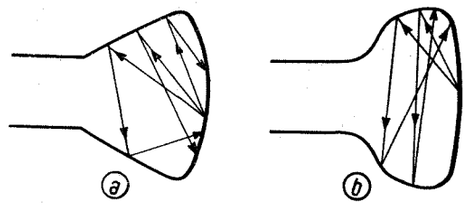


Fig. 3.32

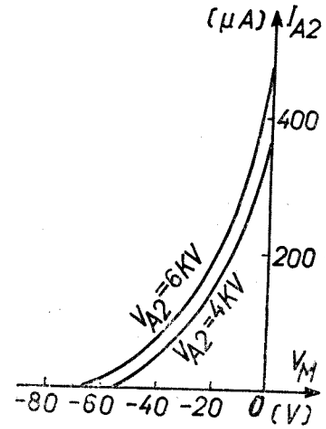


Fig. 3.33

Caracteristica electrică principală a cinescopului este curba de modulaţie care se reprezintă sub forma $I_A = f(V_M)$ cu V_{A2} parametru (fig. 3.33). Semnalul imagine propriu-zis care reglează densitatea curentului din tub

se aplică pe electrodul modulator; din această cauză caracteristicile de modulaţie trebuie să fie cît mai liniare şi să aibă o valoare ridicată a pantei.

III.7. Tuburi fotoelectronice

III.7.1. Tuburi fotoelectronice cu vid

Tuburile fotoelectronice sînt dispozitive care transformă energia luminoasă în energie (semnal) electrică; ele se utilizează în fototelegrafie, cinematografie, semnalizări, fotometrie, televiziune şi în unele instalaţii speciale de măsurare a fluxurilor luminoase de intensităţi foarte mici. Funcţionarea tuburilor fotoelectronice se bazează pe efectul fotoelectric extern (emisia fotoelectronică). În cazul tuburilor fotoelectronice cu vid, în balon se realizează o presiune scăzută, $p = 1{,}33 \cdot 10^{-4}$ Nm^{-2}.

Construcţia cea mai simplă a unui tub fotoelectronic (celulă fotoelectronică) este arătată în figura 3.34 *a* şi constă din fotocatodul K şi anodul A. Fotocatodul are o structură complexă şi se depune pe partea interioară a balonului avînd partea fotosensibilă spre interior; anodul este construit dintr-un cadru metalic amplasat în apropierea fotocatodului şi este conectat la un potenţial pozitiv. Sub influenţa fluxului luminos Φ, fotocatodul emite electroni care sînt captaţi de anod, astfel luînd naştere curentul anodic.

a) Tipuri de fotocatozi

Elementul care determină esenţial caracteristicile şi parametrii tuburilor fotoelectronice este fotocatodul; în practică s-au impus trei tipuri de fotocatozi: cu oxizi de Cs, cu Sb-Cs, cu Bi-Cs.

1. *Fotocatozi cu oxizi de Cs.* Structura fotocatodului este arătată în figura 3.34 *b* şi se prepară în felul următor: pe peretele interior al balonului se depune un strat de Ag dintr-o soluţie de NO_3Ag, apoi se oxidează argintul cu ajutorul unei descărcări electrice în oxigen; grosimea stratului de Ag_2O se controlează riguros. Urmează introducerea în balon a vaporilor de Cs care reduc parţial oxidul de argint formînd un strat de Cs_2O care conţine atomi de Cs şi Ag; la suprafaţă se formează un strat de Cs a cărui funcţie de lucru este $W_\Phi \simeq 1$eV. Caracteristica spectrală a fotocatodului cu oxizi de Cs, curba *1* din figura 3.34 *c*, prezintă două maxime; un neajuns important al acestor fotocatozi este scăderea în timp a sensibilităţii integrale γ_f, mai ales la fluxuri luminoase intense. Sensibilitatea γ_f este de ordinul a 30 ÷ 40 μA/lm.

2. *Fotocatozi cu Sb—Cs.* Se depune mai întîi prin evaporare un strat de Sb apoi se introduc vapori de Cs formîndu-se un strat semitransparent de stibiură de cesiu care are proprietăţi semiconductoare. Caracteristica

spectrală conţine un singur maxim (curba 2 din fig. 3.34 *c*); sensibilitatea integrală γ_f poate ajunge pînă la 70 ÷ 100 μA/lm. Sensibilitatea cuantică γ_{fc} a fotocatozilor cu Sb—Cs este aproximativ de 10 ori mai mare decît a fotocatorilor cu Cs_2O; scăderea în timp a sensibilităţii integrale este mai puţin pronunţată.

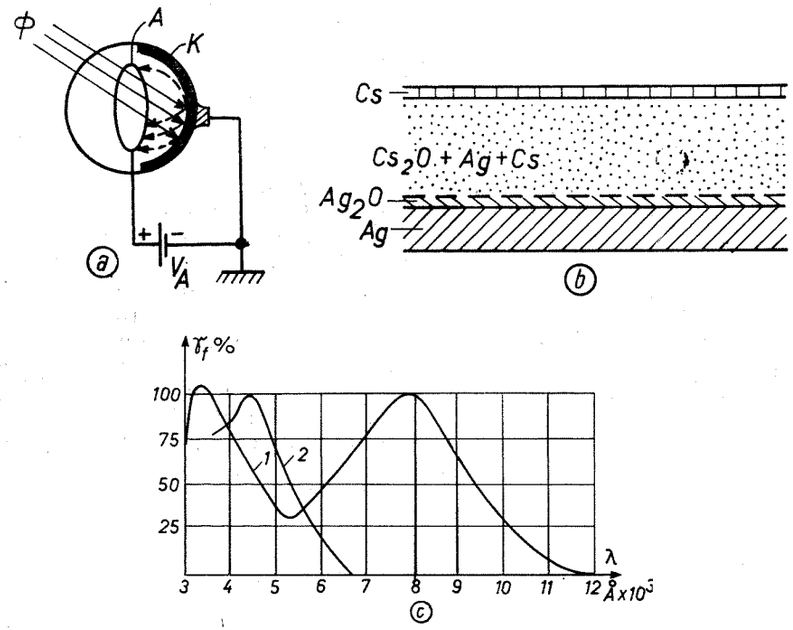


Fig. 3.34

3. *Fotocatozi cu Bi—Cs* au aproximativ aceleaşi caracteristici ca cei cu Sb—Cs; sensibilitatea integrală este puţin mai mică însă este mai stabilă în timp.

În general, la toate tipurile de fotocatozi, curentul fotoelectronic este influenţat de temperatură; contribuţia cea mai importantă la curentul de „întuneric" ($\Phi = 0$) o aduce emisia termoelectronică

b) Caracteristicile tuburilor fotoelectronice cu vid

În practică se utilizează de obicei două familii de caracteristici: familia de caracteristici anodice şi familia de caracteristici curent-flux (luminoasă).

1. *Familia de caracteristici anodice* $I_A = f(V_A)$ cu Φ parametru este reprezentată în figura 3.35 *a*. La potenţiale V_A mici în apropierea catodului se formează o sarcină spaţială a cărei densitate depinde de valoarea fluxului luminos; crescînd potenţialul V_A curentul I_A creşte liniar pînă la regiunea de saturaţie unde rămîne constant. Referindu-ne la porţiunea iniţială trebuie remarcat că la $V_A = 0$ curentul diferă de zero, datorită vitezei iniţiale a fotoelectronilor.

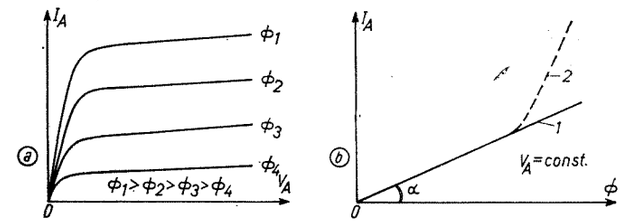


Fig. 3.35

2. *Caracteristica curent-flux*, $I_A = f(\Phi)$ cu V_A constant şi suficient de mare pentru a ne situa în regimul de saturaţie, este arătată în figura 3.35 *b*; caracteristica reprezintă o dreaptă din care se poate deduce uşor sensibilitatea integrală a catodului $\operatorname{tg}\alpha = I_A/\Phi = \gamma_f$.

În cazul fotocatozilor de Sb—Cs cu suport izolator se observă o creştere rapidă a curentului în regimul de saturaţie, deoarece intervine fenomenul de emisie secundară (curba punctată).

III.7.2. Tuburi fotoelectronice cu gaz

Dacă în balon se introduc gaze nobile, He, Ne, Cr, Ar, la presiuni de $p = 0{,}2 \div 0{,}001$ torr se observă o mărire importantă a curentului la potenţiale ridicate. În drumul lor spre anod fotoelectronii produc ionizări ale moleculelor de gaz, electronii rezultaţi produc alte ionizări, etc., luînd naştere o descărcare neautonomă. La potenţiale V_A mici caracteristicile anodice sînt asemănătoare cu cele de la tuburile fotoelectronice cu vid (fig. 3.36 *a*) însă la potenţialele mai mari, cînd au loc ionizări, se observă o creştere rapidă a curentului. Caracteristica curent-flux trasată pentru V_A suficient de mari, indică o creştere aproximativ pătratică a curentului (fig. 3.36 *b*). Sensibilitatea integrală a tuburilor fotoelectronice cu gaz este de 3 ÷ 8 ori mai mare decît a celor cu vid.

Afară de caracteristicile descrise mai sus, atunci cînd au loc variaţii rapide ale intensităţii fluxului luminos, trebuie luate în condsideraţie

și caracteristicile de frecvență. În figura 3.37 se arată variația curentului I_A în funcție de frecvență pentru un tub fotoelectronic cu vid (curba *1*) și pentru unul cu gaz (curba *2*). Variațiile se evaluează în raport cu valoarea obținută la frecvențe joase.

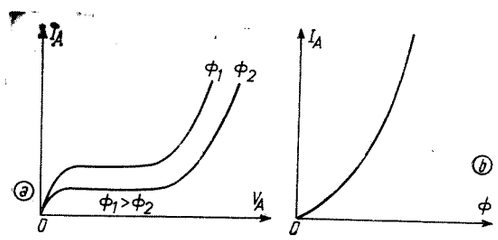


Fig. 3.36

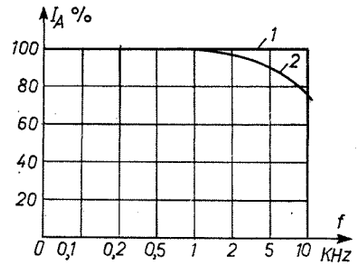


Fig. 3.37

III.7.3. Multiplicatori fotoelectronici

a) Construcție, funcționare

Multiplicatorii fotoelectronici (fotomultiplicatorii) sînt dispozitive în care curentul fotoelectronic este multiplicat prin intermediul emisiei secundare. Cea mai simplă construcție este arătată în figura 3.38 și constă din fotocatodul K și dinozii D_1, D_2, ..., D_n, ultimul dinod jucînd rolul de anod. Fotocatodul este din Sb—Cs și are o structură asemănătoare cu a

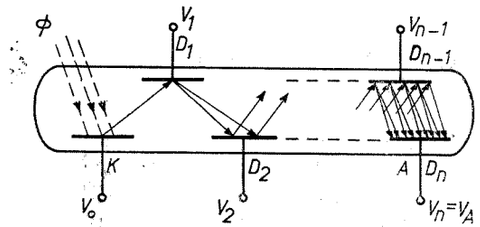


Fig. 3.38

celor utilizați în tuburile fotoelectronice clasice. Dinozii sînt construiți din aliaje cu coeficient de emisie secundară mare (S—Cu—Cs, Sb—Cs, Al—Mn) depuse pe suporturi de Ni sau Al; potențialele dinozilor cresc treptat $V_2 > V_1$, $V_3 > V_2$. etc., diferența dintre doi dinozi vecini fiind aproximativ de 100 V.

Fluxul luminos cade pe fotocatodul K care emite electroni, care la rîndul lor sînt captați de dinodul D_1; electronii secundari emiși de dinodul

D_1 sînt captați de dinodul D_2 etc. Presupunînd că există n dinozi avînd coeficientul de emisie secundară σ, atunci coeficientul de amplificare a curentului este $A_i = \sigma^n$; luînd pentru exemplificare $\sigma = 5$ și $n = 10$ se obține $A_i \simeq 10^7$. În realitate coeficientul de amplificare a fotocurentului este mai mic cel puțin din două cauze: nu toți dinozii au valori ridicate ale lui σ; nu toți electronii secundari emiși de dinodul D_{j-1} cad pe dinodul D_j ci cad pe balon sau pe dinodul D_{j+1} și următorii. Pentru evitarea acestor neajunsuri s-au realizat construcții perfecționate care are loc focalizarea electronilor secundari sau mărirea suprafeței efective a dinodului.

În construcțiile mai vechi se utiliza focalizarea cu ajutorul cîmpurilor $\boldsymbol{E}$ și $\boldsymbol{B}$; în construcțiile recente se utilizează focalizarea electrostatică. Descriem două variante.

1. *Multiplicatori fotoelectronici cu focalizare electrostatică.* Dînd dinozilor o formă curbilinie și amplasîndu-i adecvat (fig. 3.39 *a*) se poate obține o bună focalizare a electronilor secundari. Între dinozii succesivi se formează lentile electrostatice, care focalizează electronii făcîndu-i să cadă pe mijlocul dinodului următor. Afară de focalizarea electronilor în această construcție este total înlăturată reacția inversă, care este de două feluri: reacție ionică și reacție optică. În drumul lor spre dinozii următori electronii secundari pot ioniza moleculele gazelor remanente și ale vaporilor de Cs; ionii pozitivi care rezultă bombardează fotocatodul

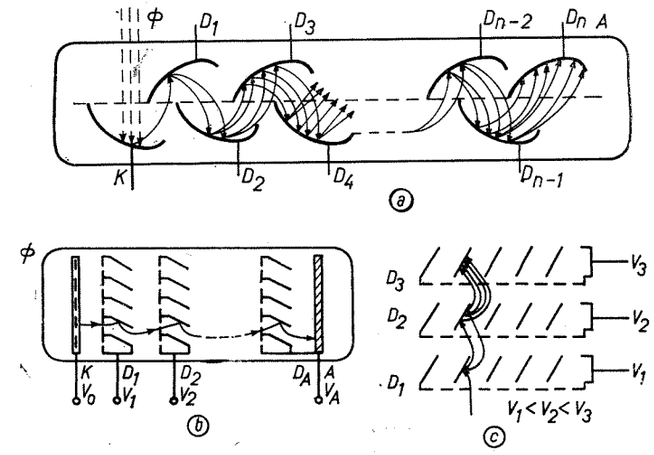


Fig. 3.39

și primii dinozi producînd electroni secundari care măresc curentul de întuneric. În regiunea din apropierea anodului există electroni secundari cu energii mari care pot produce luminiscența balonului; cuantele luminoase ajung pe fotocatod mărind de asemenea, curentul de întuneric. În construcția din

figura 3.39 *a*, reacţiile inverse sînt practic înlăturate astfel că se pot realiza multiplicatori avînd un număr mare de dinozi.

2. *Multiplicatori fotoelectronici cu dinozi în formă de jaluzele.* Fiecare dinod constă dintr-un grup de plăcuţe conectate la acelaşi potenţial, dispuse în unghi sub formă de jaluzele (fig. 3.39 *b*) Electronii secundari trec de la un dinod la altul prin ferestrele dintre plăcuţe, sub influenţa diferenţei de potenţial dintre doi dinozi succesivi (fig. 3.39 *c*). Reacţiile inverse sînt foarte mici; suprafeţele efective ale dinozilor sînt foarte mari astfel se pot obţine valori ridicate pentru A_i.

b) Parametrii multiplicatorilor fotoelectronici

Performanţele multiplicatorilor fotoelectronici pot fi evaluate cu ajutorul parametrilor următori:

1. *Coeficientul de amplificare* a curentului $A_i = \sigma^n$ care poate atinge valorilor $10^6 \div 10^8$.

2. *Sensibilitatea integrală* reprezintă produsul dintre sensibilitatea integrală a catodului şi coeficientul de amplificare $\gamma_0 = \gamma_i A_i$; acest coeficient poate atinge valorile de $1 \div 100$ A/lm. Trebuie remarcat că în construcţiile obişnuite curentul de ieşire al fotomultiplicatorului nu depăşeşte cîţiva miliamperi.

3. *Curentul de întuneric* se măsoară în condiţiile cînd fotocatodul este obturat iar potenţialele de alimentare sînt normal conectate. Cauzele care produc acest curent sînt: emisia termoelectronică a fotocatodului şi dinozilor, emisia prin efect tunel a dinozilor, reacţia inversă optică şi ionică, curenţii de fugă de pe diferiţi izolatori.

4. *Îmbătrînirea* (oboseala) multiplicatorilor fotoelectronici constituie un neajuns important care se datoreşte special micşorării sensibilităţii integrale a fotocatodului şi a coeficientului de emisie secundară a dinozilor. Ambele efecte au drept cauză gazele remanente din tub.

III.8. Tuburi videocaptoare

III.8.1. Iconoscopul

Tuburile videocaptoare fac parte din categoria dispozitivelor care transformă energia luminoasă în energie electrică (traductoare imagine-curent). Funcţionarea acestor dispozitive se bazează pe efectul acumulării de sarcină: imaginea luminoasă, proiectată pe un electrod ţintă dă naştere unei imagini (relief) de potenţial care este transmisă succesiv element, după element, prin canalul de telecomunicaţii. După metoda de realizare a acumulării de sarcină se disting mai multe tipuri de tuburi videocaptoare; în acest paragraf vor fi descrise cîteva tipuri mai larg răspîndite.

În iconoscop acumularea de sarcină se realizează prin intermediul emisiei fotoelectronice. Construcţia iconoscopului este arătată în figura 3.40 *a*, conţinînd trei părţi principale: tunul electronic, sistemul de deviaţie, electrodul ţintă.

Tunul electronic cu focalizare electrostatică, este amplasat în partea de diametru mic a tubului; diametrul fasciculului nu depăşeşte 0,2 mm. Anodul este format dintr-un strat metalic ce acoperă o parte din gîtul tubului şi pereţii interiori ai balonului propriu-zis; electronii din fascicul au viteze mari, $V_{A2} \simeq 800$ V, fapt pentru care iconoscopul face parte din categoria tuburilor cu baleiaj cu electroni rapizi.

Sistemul de deviaţie este constituit din două perechi de bobine XX şi YY.

Electrodul care determină esenţial procesele din iconoscop este electrodul-ţintă ET care este constituit din următoarele elemente (fig. 3.40 *b*): pe partea posterioară a unei plăci de mica P, avînd grosimea 0,02 ÷ 0,04 mm, se depune un strat metalic S care formează placa de semnal; pe partea interioară a plăcii P se depune un strat fotosensibil din oxizi de Cs, numit mozaic (M.) Mozaicul este constituit dintr-un număr foarte mare de picături microscopice avînd diametrul de $1 \div 10$ μm şi se obţine printr-un proces tehnologic relativ complicat. Pe placa de mica bine curăţită se depune un strat subţire de Ag; apoi se introduce într-un cuptor unde argintul se topeşte şi datorită tensiunii superficiale se formează picăturile microscopice care prin răcire rămîn fixate pe placă. Urmează

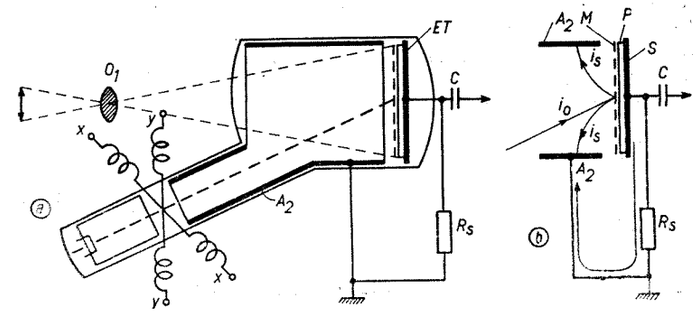


Fig. 3.40

un proces identic cu cel folosit la prepararea fotocatozilor cu oxizi de Cs. Se obţine astfel un număr foarte mare de picături fotosensibile; fiecare picătură constituie un fotocatod miniatură cu sensibilitatea integrală $\gamma_i \simeq 5$ μA/lm. În acelaşi timp fiecare picătură constituie armătura unui condensator miniatură, a doua armătură fiind placa S.

Cu ajutorul obiectivului imaginea obiectului (scenei) de transmis se proiectează pe electrodul ţintă sub forma unui cadru dreptunghiular ale

cărui laturi se află în raportul 4/3. La fel ca şi în cinematografie, pentru a avea impresia de mişcare continuă imaginile se transmit cu viteza de 50 cadre pe secundă (în explorarea întreţesută 25 cadre pe secundă). Fiecare cadru se descompune într-un număr de elemente care se transmit succesiv : fasciculul electronic explorează cadrul de la stînga la dreapta şi de sus în jos. Pentru standardele de televiziune în care cadrul se descompune în 625 linii, numărul maxim de elemente în care se poate descompune cadrul este $n_0 = (4/3)\, N^2$; presupunînd că imaginea constă din pătrăţele albe şi negre, frecvenţa maximă a semnalului rezultat este $f=(2/3)\, 50N^2 \simeq 13$ MHz (în cazul transmiterii a 25 cadre pe secundă frecvenţa maximă a semnalului va fi $f = 6{,}5$ MHz).

Pentru a urmări funcţionarea tubului videocaptor presupunem că pe electrodul ţintă nu cad raze luminoase, $\Phi = 0$. Fasciculul electronic bombardează mozaicul producînd o puternică emisie secundară, întrucît coeficientul de emisie secundară al mozaicului este $\sigma = 4 \div 8$; o parte din electronii secundari, aproximativ 30 %, sînt captaţi de anodul A_2 formînd curentul i_s (fig. 3.40 *b*), restul electronilor cad din nou pe mozaic. Datorită emisiei secundare potenţialul elementului bombardat ia o valoare apropiată de V_{A2}, aproximativ cu 3 V mai mare, pentru care $\sigma \simeq 1$, adică anodul A_2 captează un număr de electroni secundari egal cu numărul de electroni din fascicul de explorare, restul de electroni secundari cad din nou pe mozaic, în special în regiunile cu potenţial mai ridicat. Datorită acestui fapt potenţialul regiunilor de mozaic care au fost parcurse de fascicul scade treptat şi se stabilizează la $-1{,}5$ V în raport cu V_{A2}. Elementul bombardat, constînd din cîteva sute de condensatori elementari, îşi schimbă brusc potenţialul de la $-1{,}5$ V la $+3$ V, prin aceasta are loc o reîncărcare a condensatorilor elementari şi prin R_s circulă curentul corespunzător.

Potenţialul $-1{,}5$ V care se stabileşte pe majoritatea suprafeţei mozaicului cînd $\Phi = 0$, poartă numele de *nivel de negru*; în cazul cînd pe mozaic cade fluxul maxim admis $\Phi = \Phi_m$, potenţialul regiunilor parcurse de fascicul se stabileşte aproximativ la $+1$ V, potenţial ce poartă numele de *nivel de alb*.

III.8.2. Supericonoscopul

Sensibilitatea iconoscopului este relativ mică deoarece datorită proceselor de emisie secundară de pe mozaic, diferenţa de potenţial dintre acesta şi anodul A_2 este foarte mică şi drept urmare în apropierea mozaicului se formează o sarcină spaţială negativă de mare densitate. Prezenţa sarcinii spaţiale micşorează coeficientul de emisie secundară, $\sigma \simeq 1$, şi face ca fotocatozii elementari să funcţioneze în porţiunea iniţială a caracteristicilor (departe de regiunea de saturaţie) unde sensibilitatea integrală are valori foarte mici. Aceste neajunsuri sînt o urmare a faptului că electrodul-ţintă îndeplineşte concomitent două funcţii : element fotosensibil şi

electrod în care se realizează acumularea de sarcină. În supericonoscop cele două funcţii sînt realizate de electrozi separaţi.

Construcţia supericonoscopului este arătată în figura 3.41. Imaginea se proiectează pe fotocatodul transparent FK: fotoelectronii rezultaţi, care formează imaginea electronică corespunzătoare, sînt puternic accelerați spre electrodul ţintă de către potenţialul V_{A2} (din această cauză supericonoscopul se mai numeşte iconoscop cu transport de imagine).

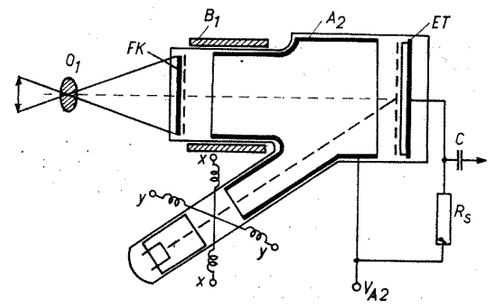


Fig. 3.41

Datorită emisiei secundare provocată de fotoelectronii accelerați, pe electrodul ţintă are loc acumularea de sarcină adică formarea reliefului de potenţial. Pentru a asigura transportul nedistorsionat al imaginii se utilizează o lentilă magnetică groasă B_1. Fotocatodul se construieşte din Sb—Cs care are sensibilitatea integrală mai mare; astfel sensibilitatea globală a supericonoscopului este aproximativ de 10 ori mai mare decît a iconoscopului, dar este încă destul de mică în raport cu posibilităţile teoretice ale tuburilor cu acumulare de sarcină.

III.8.3. Orticonul

Explorarea imaginii de potenţial de pe electrodul ţintă cu electroni rapizi are dezavantajul că se funcţionează în regiunea caracteristicii cu $\sigma \simeq 1$, fapt ce atrage după sine o sensibilitate scăzută. Acest neajuns este înlăturat în orticon, unde explorarea se efectuează cu electroni lenţi deci emisia secundară este practic neglijabilă.

Construcţia clasică a orticonului (fig. 3.42) cuprinde : tunul electronic format din electrozii KWA_1A_2, plăcile de deviaţie pe orizontală D_x, bobinele de deviaţie pe verticală B_y, colectorul C depus sub forma unui cilindru pe pereţii tubului, electrodul ţintă ET şi bobina de focalizare B_f. Electronii din fascicul, puternic accelerați şi focalizaţi de A_1 şi A_2, sînt frînaţi de colectorul C al cărui potenţial este mai mic decît V_{A2};

aceşti electroni lovesc ţinta cu viteze foarte mici şi emisia secundară de pe mozaic este nulă. Electrodul ţintă are aceeaşi structură ca la iconoscop, picături de oxizi de Cs, însă placa de semnal este constituită dintr-un strat foarte subţire de Pt pentru a fi transparentă optic. Fotoelectronii, rezultaţi în urma proiecţiei imaginei pe electrodul ţintă, sînt în întregime captaţi de electrodul C, astfel fotocatozii elementari funcţionează în regim de saturaţie, avînd o sensibilitate integrală ridicată. Datorită faptului că

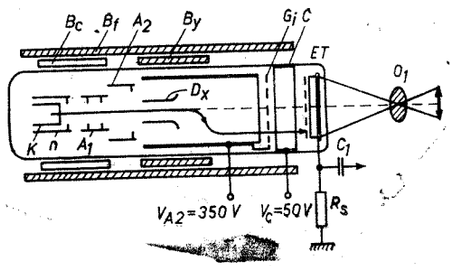


Fig. 3.42

toţi fotoelectronii sînt colectaţi de electrodul C, relieful de potenţial de pe mozaic este mult mai pronunţat decît la iconoscop.

În timpul explorării imaginii fasciculul electronic aduce toate punctele de pe mozaic la potenţialul catodului, producînd descărcarea condensatorilor elementari; semnalul util de ieşire ia naştere la bornele rezistorului R_s şi este apoi transmis spre etajele de amplificare.

Trebuie remarcat că în orticon pe porţiunea dintre A_2 şi ET electronii se mişcă cu viteze mici, fapt ce îngreunează focalizarea lor; pentru îmbunătăţirea focalizării se utilizează bobina B_f care acţionează asupra fasciculului de electroni pe întreaga lungime a tubului. Pentru evitarea unor distorsiuni geometrice se utilizează bobina de corecţie B_c, care aliniază fasciculul de electroni cît mai aproape de axa tubului.

III.8.4. Superorticonul

Superorticonul, numit şi orticon cu transport de imagine, foloseşte mai eficient decît oriconul avantajele explorării ţintei cu electroni lenţi. Sînt separate funcţiile de emisie fotoelectronică şi de acumulare de sarcină (prin emisia secundară) şi sînt utilizaţi multiplicatori fotoelectronici.

Avînd o construcţie perfecţionată superorticonul conţine un număr mare de elemente (fig. 3.43), care pot fi grupate în trei secţiuni.

1. *Tunul electronic şi sistemul de deviaţie.* Această secţiune este asemănătoare cu a orticonului cu singura diferenţă că atît pe verticală cît şi pe orizontală se utilizează sisteme de deviaţie magnetică. Tunul electronic conţine electrozii WA_1A_2 şi A_3 (anod director), bobina de aliniere

B_C şi bobina de focalizare B_F. Electronii din fascicul sînt frînaţi de electrodul EF astfel că aceştia lovesc ţinta cu viteze foarte mici şi emisia secundară poate fi neglijată.

2. *Sistemul de formare al imaginii.* Secţiunea este formată din fotocatodul FK, anodul de accelerare a fotoelectronilor A_v şi electrodul ţintă ET. Fotocatodul constă dintr-un strat fotosensibil depus pe o placă transparentă optic. Electrodul ţintă este constituit dintr-o placă subţire

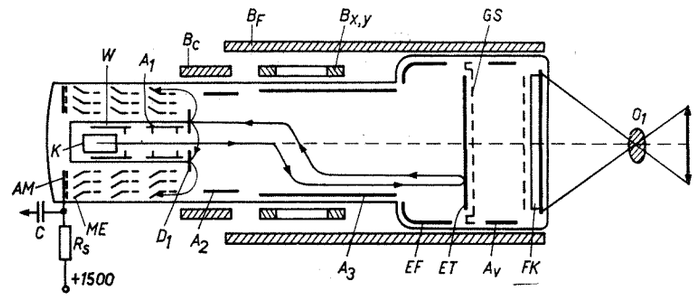


Fig. 3.43

de sticlă, $d = 3 \div 4$ μm, avînd coeficientul de emisie secundară $\sigma = 8 \div 14$; în faţa ţintei, la distanţa de 50 μm se află grila de stabilizare, constituită dintr-o reţea fină de fire metalice. Grila este conectată la potenţialul + 1V în raport cu ţinta şi captează aproximativ 25% din numărul total al fotoelectronilor ce vin spre ţintă.

3. *Multiplicatorul electronic ME* este constituit dintr-un grup de dinozi dispuşi în formă de jaluzele, dinodul D_1 sub forma unui disc şi anodul AM; se produce o multiplicare a curentului aproximativ de 1000 ori în condiţiile unui nivel de zgomot foarte redus.

Funcţionarea superorticonului

Presupunem mai întîi că fotocatodul nu este iluminat. Ţinta a cărei schemă echivalentă este arătată în figura 3.44 *a*, este explorată cu electroni lenţi pe faţa S_1 şi potenţialul se stabilizează la $V_k = 0$; după un interval de timp τ_T mai mic decît perioada de explorare, acest potenţial este transmis pe faţa S_2 a ţintei prin rezistenţa R_T, astfel distribuţia potenţialului este cea arătată în figura 3.44 *b*, curba *1*. Înainte de explorare potenţialul variază după curba punctată, adică diferenţa de potenţial de 1 V este repartizată pe condensatorii C_T şi C_{GT}, însă după intervalul τ_T, C_T se descarcă pe R_T şi întregul potenţial este preluat de C_{GT} aşa cum arată curba *1*.

Dacă pe fotocatod este proiectată imaginea optică a obiectului are loc o emisie fotoelectronică, numărul de electroni emiși de un punct al fotocatodului este proporțional cu iluminarea acelui punct. Electronii sînt accelerați spre electrodul-țintă urmînd traiectorii helicoidale datorită inducției dată de bobina focalizatoare B_f; în planul țintei se formează imaginea electronică corespunzătoare distribuției strălucirii imaginii proiectate pe fotocatod. Datorită emisiei secundare în fiecare punct al elec-

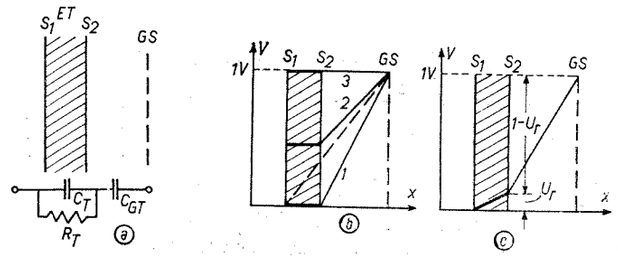


Fig. 3.44

trodului-țintă ia naștere un potențial pozitiv proporțional cu densitatea fotoelectronilor, formîndu-se pe fața S_2 un relief de potențial care reproduce fidel imaginea optică captată. Electronii secundari sînt captați de grila GS, deci valoarea maximă pe care o poate atinge potențialul unui punct este + 1V (pentru punctele puternic iluminate). După intervalul de timp τ_T relieful de potențial se transmite pe fața S_1 a țintei: în cazul punctelor neiluminate potențialul variază după curba *1* figura 3.44 *b*, în cazul iluminărilor medii potențialul variază după curba *2*, iar în cazul iluminării zero potențialul variază după curba *3*. Se observă că în urma formării reliefului de potențial pe țintă, condensatorii C_{GT} corespunzători punctelor puternic iluminate, se descarcă aproape total. În timpul explorării potențialul tuturor punctelor de pe fața S_1 a țintei este adus la potențialul catodului $V_k = 0$, întrucît electronii incidenți compensează descărcarea parțială a condensatorilor C_{GT}, ștergînd relieful de potențial; imediat după explorare potențialul variază după curba arătată în figura 3.44 *c* adică condensatorul C_T se încarcă la potențialul U_r, iar la bornele condensatorului C_{GT} apare potențialul $1 - U_r$. Ținta trebuie astfel construită încît potențialul rezidual U_r să fie cît mai mic, pentru aceasta este necesar ca $G_T \gg C_{GT}$; condiția se realizează prin construcție, anume grosimea țintei este foarte mică în raport cu distanța dintre țintă și grila stabilizatoare, constanta dielectrică a țintei este de 10 ori mai mare ca a vidului.

Electronii din fasciculul de explorare reîncarcă condensatorii elementari C_T aducînd suprafața S_1 a țintei la potențialul catodului; restul de electroni sînt „reflectați" spre catod formînd un fascicul a cărui densitate de curent este invers proporțională cu gradul de iluminare a imaginii.

Fasciculul invers, urmînd un drum aproximativ paralel cu cel incident, cade pe primul dinod D_1 al multiplicatorului electronic; semnalul amplificat este cules de pe rezistorul conectat în anodul multiplicatorului și transmis la circuitele electronice exterioare.

Sensibilitatea integrală a superorticonului este foarte mare permițînd transmisiuni normale la iluminări de 1 ÷ 10 lx. Avînd în vedere că fotocatozii pot fi construiți pentru spectrul vizibil, infraroșu și ultraviolet, că puterea de separație superorticonului este foarte mare și că sensibilitatea este aproximativ de 1000 de ori mai mare decît a celor mai bune emulsii fotografice, superorticonul se utilizează larg în astronomie, medicină, fizică nucleară, control industrial.

III.8.5. Vidiconul

În vidicon, apărut în 1950, acumularea de sarcină se realizează pe baza efectului fotoelectric intern. Au fost elaborate mai multe variante: cu explorare cu electroni lenți sau cu electroni rapizi, cu strat foto-

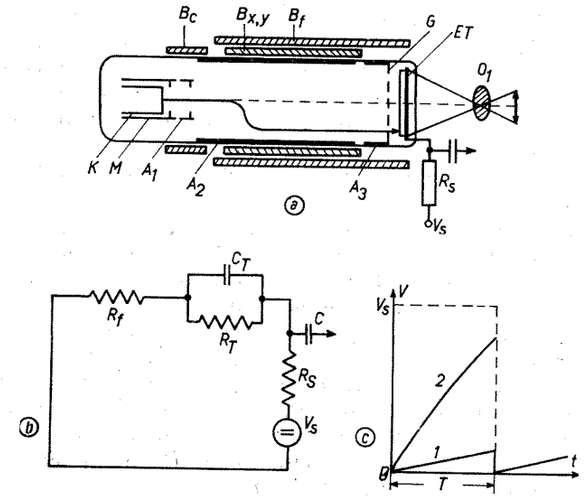


Fig. 3.45

rezistiv, cu rezistență mare sau cu rezistență mică, etc. În figura 3.45 *a* este arătată construcția unui vidicon cu strat fotorezistiv de mare rezistență și explorare cu electroni lenți care conține următoarele elemente: tunul electronic, ținta și bobinele de aliniere, focalizare și de deviație.

Tunul electronic are o construcție obișnuită; în apropierea țintei se amplasează o grilă metalică G conectată la potențialul anodului A_3, avînd

rolul de uniformizare a potențialului frînant și de a împiedica formarea petei ionice pe stratul fotorezistiv. Potențialele medii ale electrozilor sînt: $V_k = 0$, $V_W = -50$ V, $V_{A1} = 100$ V, $V_{A2} = 300$ V, $V_{A3} = 50 \div 100$ V, $V_s = 20$ V.

Deviația fasciculului se efectuează cu ajutorul sistemului de bobine $B_{x,y}$ iar focalizarea și alinierea se efectuează cu ajutorul bobinelor B_f și B_c.

Electrodul țintă este constituit dintr-un strat conductor (Au, CuO) subțire, transparent optic, depus pe partea frontală a tubului, care formează placa de semnal, peste care se depune un strat fotorezistiv din substanțe semiconductoare (Se, CdS, Sb_2S). Fiind dat că se utilizează sistemul magnetic de focalizare, electronii se mișcă pe traiectorii elicoidale, fasciculul prezentînd succesiv porțiuni de diametru minim și de diametru maxim. În planul țintei se obține o focalizare optimă iar grila G se amplasează într-un plan unde diametrul fasciculului este maxim pentru a nu influența calitatea imaginii.

Circuitul de formare a semnalului conține schema echivalentă al unui element al țintei $C_T R_T$, rezistorul de sarcină R_s și rezistența R_f corespunzătoare fasciculului de explorare (fig. 3.45 *b*) unde $R_f \ll R_T$.

Presupunînd că ținta nu este iluminată, fața explorată se stabilizează la potențialul catodului întrucît electronii lovesc ținta cu viteze mici pentru care $\sigma \leqslant 1$. Între fețele țintei apare o diferență de potențial egală cu V_s, deci condensatorii elementari C_T se încarcă cu o cantitate de electricitate proporțională cu capacitatea și diferența de potențial. Între două explorări succesive condensatorul C_T se descarcă lent pe rezistența R_T (întrucît la întuneric $R_T \simeq 10^{10}\ \Omega$) prin urmare variația potențialului pe fața explorată a țintei decurge după o curbă în dinți de fierăstrău (fig. 3.45 *c*, curba *1*).

Proiectînd pe țintă imaginea optică a unui obiect elementele țintei vor primi iluminări diferite deci rezistența R_T va avea valori diferite (R_T scade cu iluminarea). Între două explorări succesive condensatorul C_T se descarcă mai tare în cazul elementelor puternic iluminate (R_T mic) astfel încît pe fața explorată a țintei se formează un relief de potențial: în punctele puternic iluminate se stabilizează un potențial ridicat (fig. 3.45 *c*, curba *2*), în punctele întunecate se stabilizează un potențial scăzut foarte aproape de potențialul catodului. Fasciculul de explorare reîncarcă condensatorii C_T, aducînd întreaga față a țintei la potențialul zero; rezultă o variație a curentului în circuit și pe R_s ia naștere semnalul de ieșire care este transmis la preamplificator.

Tubul vidicon are dimensiuni mici, există variante avînd lungimea de 15 cm și diametrul de 2,5 cm, este simplu în construcție și posedă o sensibilitate mare ajungînd pînă la 10 000 μA/lm față de 100 μA/lm în cazul elementelor cu efect fotoelectric extern. Raportul semnal-zgomot este mai mare decît în superorticon la iluminări mari, întrucît în vidicon nu există limitări nete ale semnalului la iluminări mari; acest raport este însă mai mic în cazul iluminărilor slabe. De asemenea în vidicon se poate obține o fixare riguroasă a nivelului de negru.

Principalul neajuns al tuburilor vidicon este inerția proceselor de restabilire a potențialelor pe condensatorii elementari în urma explorării. Aceasta duce la apariția unor imagini reziduale datorate încărcării incomplete a condensatorilor C_T în timpul explorării; fenomenul este mai pronunțat la iluminări mici și la potențiale V_s mari, fapt pentru care potențialul de încărcare a țintei nu depășește 25 V.

Inițial aceste tuburi se utilizau în special în televiziunea industrială, apoi pe măsura realizării unor ținte cu inerție mică vidicoanele au căpătat o largă răspîndire în camerele de luat vederi ale centrelor de televiziune.

III.8.6. Ibiconul

Limita de sensibilitate a tuburilor videocaptoare este determinată de zgomotele proprii ce apar în procesul de transformare a imaginii optice în semnal electric, la care se adaugă zgomotele apărute în procesul de comutare a fasciculului de explorare. Pentru micșorarea zgomotelor de comutare în ibicon se efectuează amplificarea curenților fotoelectronici înainte de procesul de comutare; în acest scop pentru acumularea de sarcină și amplificarea curenților fotoelectronici, se folosește fenomenul de conductivitate indusă (excitată) a dielectricului.

Construcția ibiconului este arătată în figura 3.46, conținînd următoarele elemente principale: tunul electronic, bobinele de focalizare și deviație magnetică, fotocatodul, electrodul-țintă și electrozii de focalizare suplimentară a imaginii electronice A_3 și *EF*. Față de tuburile videocap-

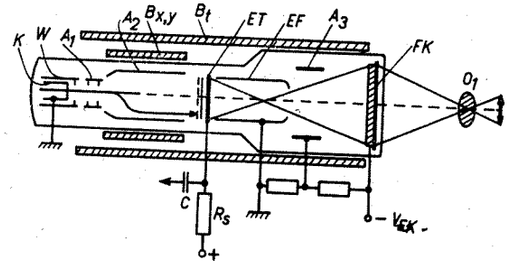


Fig. 3.46

toare precedente numai electrodul-țintă are o construcție deosebită: pe un strat foarte subțire de Al ($d = 0{,}2 \cdot 10^{-3}$ mm) care joacă rolul de placă de semnal, se depune un strat de dielectric avînd grosimea de $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ mm; peste stratul de dielectric se amplasează o grilă metalică foarte fină. Pe placa de semnal se aplică un potențial pozitiv mic $V_s = 50$ V iar pe suportul metalic transparent al fotocatodului se aplică un potențial negativ foarte mare $V_{FK} = -20$ KV.

Cînd fotocatodul nu este iluminat şi pe ţintă nu sosesc fotoelectroni, în circuitul catod-ţintă-rezistor R_s nu circulă curent căci V_s este mic iar rezistenţa dielectricului este foarte mare.

Dacă proiectăm pe fotocatod o imagine luminoasă, fotoelectronii emişi sînt puternic accelerati spre ţintă de potenţialul V_{FK}, traversează stratul de Al şi bombardează stratul dielectric producînd în acesta un curent indus I mult mai mare decît curentul I_0 dat de fasciculul incident de fotoelectroni, $I = \chi I_0$; coeficientul χ are valori foarte mari, pentru Sb_3S $\chi = 4 \cdot 10^4$, şi depinde de grosimea stratului dielectric şi temperatură. Drept urmare diferitele puncte ale ţintei vor prezenta conductivităţi diferite, proporţionale cu iluminarea fotocatodului, deci pe faţa dinspre tunul electronic a ţintei se formează un relief de potenţial.

Fasciculul de explorare cu electroni lenţi aduce succesiv toate punctele ţintei la potenţialul catodului iar prin rezistorul R_s va circula curentul $I = \chi I_0$ proporţional cu iluminarea fotocatodului; semnalul de ieşire rezultat se transmite la preamplificator prin intermediul condensatorului C.

Tubul ibicon are sensibilitatea aproximativ de 100 ori mai mare ca a superorticonului şi poate funcţiona în condiţiile unor iluminări foarte mici, $5 \cdot 10^{-4}$ lx, cu nivel de zgomot redus.

BIBLIOGRAFIE

1. J. Millman, *Vacuum-Tube and Semiconductor Electronics*, McGraw-Hill, N.Y., 1958.
2. J. Millman, Chr. C. Halkias, *Electronic Devices and Circuits*, McGraw-Hill-Kogakusha, N.Y.–Tokyo, 1967.
3. V. I. Gaponov, *Elektronika*, čast' II, Fizmatgiz Moskva (1960).
4. V. Vlasov, *Elektronnie i ionnie pribori*, Sviazizdat, Moskva, 1960.
5. N. A. Kaptov, *Radiofiziceskaia elektronika*, Izd. M.G.U., 1960.
6. H. de Waard, D. Lazarus, *Modern Electronics*, Addison-Wesley Reading Mass., 1966.
7. C. L. Hemenway, R. W. Henry, M. Caulton, *Physical Electronics*, second ed., John Wiley and Sons. N.Y., 1967.
8. R. S. Carson, *Principles of Applied Electronics*, McGraw-Hill, N.Y., 1961.
9. P. E. Gray, C. L. Searle, *Electronic Principles*, John Wiley and Sons N.Y., 1969.
10. V. N. Dulin, *Elektronnie i ionnie pribori*, Gosenergoizdat, Moskva, 1963.
11. V. A. Batuşev, *Elektronnie pribori*, Izd. Vîşşaia şkola, Moskva, 1969.
12. S. D. Gvozdover, *Teoria elektronnih priborov sverhvisokih častot*, Gos. Izd. Tehniko-teoret. literaturi, Moskva, 1956.
13. P. V. Smakov, *Osnovi ţvetnovo i ob'emnovo televidenia*, Sov. radio Moskva, 1954.
14. M. Bubulac, *Bazele televiziunii*, Edit. tehnică, Bucureşti, 1958.
15. R. Piringer, *Circuite cu tuburi electronice. Probleme*, Edit. didactică şi pedagogică Bucureşti, 1966.
16. M. Durand, *Les thyratrons à cathode froide*, Bibliot. technique Philips, 1963.
17. H. Boucher, *Organization et fonctionnement des machines arithmétiques*, Masson et Cnie, Paris, 1960.

Capitolul IV
DIODE SEMICONDUCTOARE

IV.1. Introducere

La suprafaţa de contact a două solide cu nivel Fermi diferite apare totdeauna un *potenţial de contact* (difuzie) creat prin difuzia purtătorilor mobili dintr-un mediu în altul. În cazul metalelor potenţialul de contact este localizat pe un spaţiu foarte îngust la suprafaţa de contact. La suprafaţa de separaţie a două cristale semiconductoare dopate diferit ia naştere o joncţiune PN, caracterizată prin lărgime, sarcină spaţială, cîmp electric, *potenţial de difuzie*, şi capacitate electrică. Joncţiunea PN constituie elementul de bază al unui dispozitiv semiconductor cu două borne (diodă). În funcţie de geometria dispozitivului, gradul şi profilul dopării, joncţiunea PN poate realiza cele mai diferite funcţii; de asemenea joncţiunea PN stă la baza funcţionării tranzistorilor şi a altor dispozitive semiconductoare.

În acest capitol se studiază procesele fizice şi teoria joncţiunii PN, tipuri particulare de joncţiune (joncţiuni gradate, heterojoncţiuni, contact metal–semiconductor, etc.) funcţionarea joncţiunii PN în regim variabil şi se prezintă tipurile principale de dispozitive semiconductoare cu două borne. Unele dispozitive semiconductoare speciale vor fi prezentate în capitolul VI.

IV.2. Joncţiunea PN

Punînd în contact două cristale semiconductoare, unul de tip N şi altul de tip P, se obţine o joncţiune PN, prin care trebuie înţeles o regiune ce se întinde pe ambele părţi ale suprafeţei de separaţie în care densitatea purtătorilor de sarcină mobili este mult mai mică decît densitatea purtătorilor imobili (ioni acceptori şi donori); are loc o abatere locală de la neutralitatea electrică, şi ia naştere un cîmp electric intens. La bornele joncţiunii se formează o barieră de potenţial care poate fi mărită sau micşorată prin aplicarea tensiunilor externe de polaritate adecvată.

IV.2.1. Procese fizice la joncțiunea PN abruptă, ideală

Atunci cînd concentrațiile impurităților sînt constante în cele două regiuni iar la suprafața de separație prezintă o variație bruscă (fig. 4.1 *b*) joncțiunea este ideală și abruptă ; pentru simplitate s-a luat $N_A = N_D$ astfel încît joncțiunea este simetrică.

La suprafața de separație concentrațiile purtătorilor mobili de sarcină prezintă variații brusce și, datorită gradientului de concentrație, purtătorii majoritari difuzează în regiunile opuse : electronii difuzează din regiunea N în regiunea P lăsînd ioni pozitivi (donori) nesatisfăcuți electric; golurile difuzează în sens invers lăsînd în regiunea P ioni negativi (acceptori) nesatisfăcuți electric.

Rezultă că în apropierea suprafeței de contact în regiunea N, ionii donori formează o sarcină spațială pozitivă care este amplificată de către golurile venite din regiunea P ; analog în regiunea P ionii acceptori formează o sarcină spațială negativă amplificată de către electronii ce vin din regiunea N (fig. 4.1 *c*).

Spațiul pe care se întinde sarcina spațială de densitate $\rho(x)$ constituie regiunea de trecere a joncțiunii PN, care la echilibru termodinamic are lărgimea $l_0 = l_{p0} + l_{n0}$.

Sarcina spațială dă naștere unui cîmp electric E (fig. 4.1 *d*) care se opune deplasării ulterioare a purtătorilor de sarcină în regiunea de trecere.

Existența cîmpului electric dă naștere unui potențial V_b (*potențial de difuzie*) la bornele regiunii de trecere cu „—"pe regiunea P și cu „+" pe regiunea N (fig. 4.1 *e*). Curbele punctate din figura 4.1. corespund cazului real.

Modelul zonal al joncțiunii PN la echilibru termodinamic este arătat în figura 4.2 ; echilibrul termodinamic al unui sistem este caracterizat prin faptul că nivelul Fermi are aceeași valoare în toate mediile ce compun sistemul dat.

Înainte de a fi puși în contact cei doi semiconductori, fiind dopați diferit, diferă numai prin poziția nivelelor Fermi (fig. 4.2 *a*) așa cum rezultă din relațiile (1.189), (1.190). După efectuarea contactului în timpul stabilirii echilibrului termodinamic nivelul Fermi din regiunea N coboară datorită plecării electronilor și sosirii golurilor, în timp ce în regiunea P nivelul Fermi se ridică datorită sosirii electronilor și plecării golurilor. Bariera energetică ce se formează la bornele regiunii de trecere împiedică trecerea în continuare a electronilor din N în P și a golurilor în sens invers.

Pentru a deduce concentrația purtătorilor minoritari în regiunea de trecere calculăm expresia barierei energetice. Valoarea acestei bariere este determinată de diferența dintre funcțiile de lucru ale celor două regiuni

$$W_b = W_{\Phi P} - W_{\Phi N} = W_g - [\delta W_P + \delta W_N]. \qquad (4.1)$$

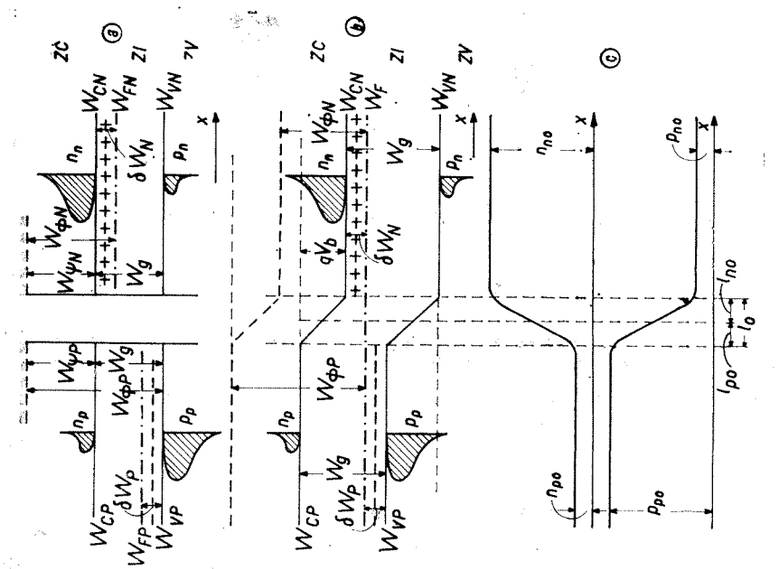


Fig. 4.2

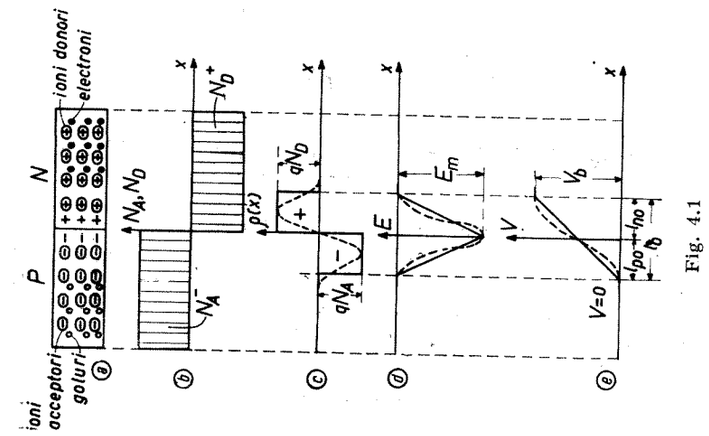


Fig. 4.1

Ţinînd seama de relaţiile deduse în capitolul I, relaţia (4.1) devine

$$W_b = kT \ln \frac{N_e P_v}{n_i^2} - \left[kT \ln \frac{N_e}{N_D} + kT \ln \frac{P_v}{N_A} \right]. \tag{4.2}$$

Dar $W_b = qV_b$ deci

$$V_b = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \tag{4.3}$$

Referindu-ne la regiunea P avem $n_i^2 = p_p n_p$ şi din (4.3) se obţine

$$n_p = n_n \, e^{-V_b/V_T}, \tag{4.4}$$

unde $V_T = kT/q$ se numeşte potenţial termodinamic; la temperatura $T = 300°$ K rezultă $V_T = 0{,}025$ V.

Pentru golurile din regiunea N se obţine o expresie analogă

$$p_n = p_p \, e^{-V_b/V_T}. \tag{4.5}$$

Dacă în (4.3) se introduc valorile curente $n_i = 2{,}5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}, $N_D = 10^{15}$ cm^{-3}, $N_A = 10^{18}$ cm^{-3} se obţine $V_b = 0{,}38$ V.

Pentru a face distincţiile între concentraţiile purtătorilor la echilibru termodinamic şi în prezenţa unor tensiuni externe, concentraţiilor de echilibru li se adaugă un indice în plus; astfel relaţiile (4.4), (4.5) se scriu

$$n_{p0} = n_{n0} \, e^{-V_b/V_T},$$

$$p_{n0} = p_{p0} \, e^{-V_b/V_T}. \tag{4.5 a}$$

IV.2.2. Polarizarea directă a joncţiunii PN. Ecuaţia diodei ideale

În cazul polarizării directe bariera de potenţial la bornele regiunii de trecere se micşorează şi prin joncţiune trece un curent direct format din purtătorii majoritari. Modelul zonal pentru polarizarea directă este arătat în figura 4.3 *a*. Considerînd că tensiunea externă are valoarea V_A, relaţiile (4.4) şi (4.5) se generalizează

$$n_p(x) = n_{n0} \, e^{-(V_x - V_A)/V_T}, \tag{4.6}$$

$$p_n(x) = p_{p0} \, e^{-(V_x - V_A)/V_T}. \tag{4.7}$$

La limitele regiunii de trecere (4.6) şi (4.7) capătă forma

$$n_p(-l_p) = n_{n0} \, e^{-V_b/V_T} \cdot e^{V_A/V_T} = n_{p0} \, e^{V_A/V_T}, \tag{4.8}$$

$$p_n(l_n) = p_{p0} \, e^{-V_b/V_T} \cdot e^{V_A/V_T} = p_{n0} \, e^{V_A/V_T}, \tag{4.9}$$

adică tensiunea directă măreşte concentraţiile purtătorilor cu e^{V_A/V_T}.

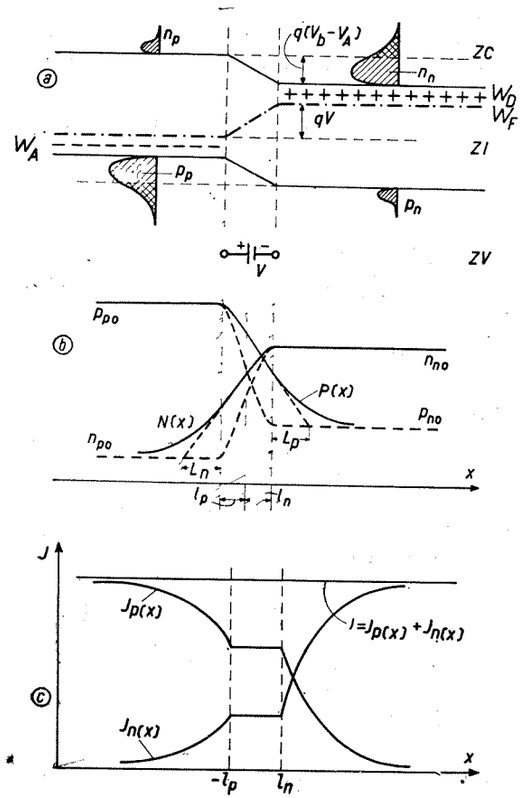


Fig. 4.3

Deducerea ecuaţiei diodei ideale se efectuează conform teoriei lui Shockley [2] care face următoarele ipoteze simplificatoare: 1) joncţiunea PN este abruptă şi ideală; 2) în limitele regiunii de trecere, ale cărei dimensiuni sînt foarte mici în raport cu lungimile de difuzie, se neglijează fenomenele de recombinare şi generare astfel încît curenţii j_n, j_p rămîn constanţi; 3) purtătorii minoritari se recombină complet

înainte de a ajunge la capătul diodei; 4) se presupun nivele mici de injecție adică într-o regiune dată numărul purtătorilor majoritari este mult mai mare decît numărul purtătorilor minoritari; de asemenea, tensiunea externă nu modifică concentrația purtătorilor majoritari; 5) se neglijează efectele de suprafață.

Se poate considera că dioda constă din: regiunea P neutră, regiunea N neutră și regiunea de sarcină spațială unde acționează un cîmp electric.

În regim continuu (staționar) cînd numărul purtătorilor variază numai cu distanța se notează $p(x, 0) = P(x)$, $n(x, 0) = N(x)$. Pentru regiunea neutră N ecuația de continuitate a golurilor are expresia

$$\frac{\partial P(x)}{\partial t} = -\frac{P(x) - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 P(x)}{\partial x^2} \tag{4.10}$$

(s-a considerat $E = 0$, $G = 0$; generarea are loc numai la suprafața de separație datorită injecției golurilor în regiunea P).

Punem ecuația (4.10) sub forma

$$\frac{\partial^2 P(x)}{\partial x^2} - \frac{P(x) - p_{n0}}{L_p^2} = 0, \tag{4.11}$$

care admite soluție de forma

$$P(x) - p_{n0} = A\, e^{x/L_p} + B\, e^{-x/L_p}, \tag{4.12}$$

unde $L_p = (\tau_p D_p)^{1/2}$ este lungimea de difuzie a golurilor.

Ținînd cont de condițiile la limită

$$\left.\begin{array}{ll} x \to \infty & P(\infty) = p_{n0} \\ x = l_n & P(l_n) = p_{n0}\, e^{V_A/V_T} \end{array}\right\}, \tag{4.13}$$

soluția ecuației (4.11) este

$$P(x) - p_{n0} = p_{n0}(e^{V_A/V_T} - 1)\, e^{(l_n - x)/L_p}. \tag{4.14}$$

Analog pentru electronii din regiunea P se obține

$$N(x) - n_{p0} = n_{p0}(e^{V_A/V_T} - 1)\, e^{(l_p + x)/L_n}, \tag{4.15}$$

unde $L_n = (\tau_n D_n)^{1/2}$ este lungimea de difuzie a electronilor.

Variația concentrației purtătorilor pentru cazul răspîndit $N_A > N_D$ este arătată în figura 4.3 *b*.

În regiunile N și P densitățile curenților de purtători minoritari au numai componente de difuzie; astfel densitatea curentului de goluri în regiunea N este

$$j_p(x) = -qD_p \frac{\partial P(x)}{\partial x} = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p}(e^{V_A/V_T} - 1)\, e^{(l_n - x)/L_p}, \tag{4.16}$$

scade exponențial cu distanța. La limita regiunii de trecere $x = l_n$, avem

$$j_p(l_n) = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p}(e^{V_A/V_T} - 1). \tag{4.17}$$

Densitatea curentului de electroni în regiunea P la limita regiunii de trecere $x = -l_p$, este

$$j_n(-l_p) = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}(e^{V_A/V_T} - 1). \tag{4.18}$$

Densitatea curentului total din diodă (vezi figura 4.3*c*) se obține prin însumarea expresiilor (4.17) și (4.18)

$$j = j_p(l_n) + j_n(-l_p) = \left(\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}\right) \times$$

$$\times (e^{V_A/V_T} - 1) = j_s(e^{V_A/V_T} - 1), \tag{4.19}$$

unde

$$j_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}, \tag{4.20}$$

reprezintă densitatea curentului de saturație, corespunzător unei polarizări inverse. Înmulțind pe (4.19) cu suprafața totală a joncțiunii se obține

$$I = Sj = I_p + I_n = I_s(e^{V_A/V_T} - 1). \tag{4.21}$$

Relația (4.19) (sau (4.21)) reprezintă ecuația diodei ideale a lui Shockley. Variația densităților de curent este arătată în figura 4.3 *c*.

IV.2.3. Polarizarea inversă a joncțiunii *PN*

Modelul zonal în cazul polarizării inverse este arătat în figura 4.4 *a*. Din figură rezultă că purtătorii majoritari nu pot trece în regiunile opuse, pe cînd purtătorii minoritari pot migra dintr-o regiune în alta neavînd a învinge vreo barieră energetică : prin joncțiune trece un curent invers dat de purtătorii minoritari.

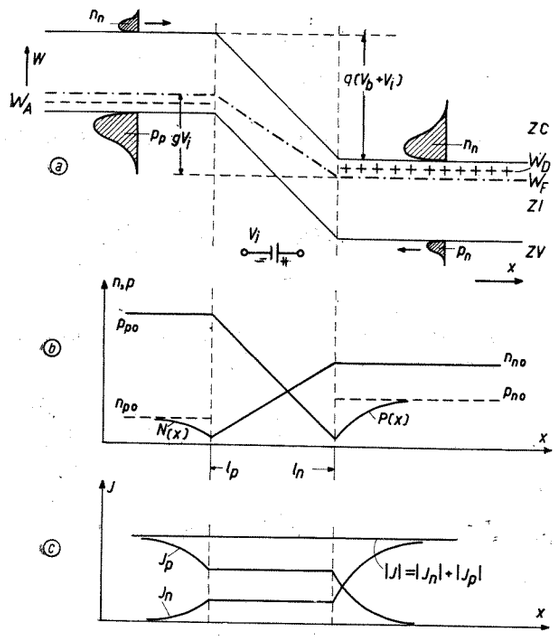


Fig. 4.4

Tensiunea externă inversă V_i mărește bariera energetică pentru purtătorii majoritari și lărgește regiunea de trecere. În acest caz relațiile (4.4), (4.5) devin :

$$n_p(x) = n_{n0}\, e^{-(V_x+V_i)/V_T}, \tag{4.22}$$

$$p_n(x) = p_{p0}\, e^{-(V_x+V_i)/V_T}, \tag{4.23}$$

iar la limitele regiunii de trecere

$$n_p(-l_p) = n_{p0}\, e^{-V_i/V_T}, \tag{4.24}$$

$$p_n(l_n) = p_{p0}\, e^{-V_i/V_T}, \tag{4.25}$$

adică tensiunea inversă micșorează concentrațiile purtătorilor minoritari cu e^{-V_i/V_T}.

Expresiile analitice ale variației purtătorilor minoritari, obținute prin rezolvarea ecuațiilor de continuitate, sînt similare cu (4.14) (4.15)

$$P(x) - p_{n0} = p_{n0}(e^{-V_i/V_T} - 1)\, e^{(l_n-x)/L_p}, \tag{4.26}$$

$$N(x) - n_{p0} = n_{p0}(e^{-V_i/V_T} - 1)\, e^{(l_p+x)/L_n}. \tag{4.27}$$

Avînd în vedere că în practică totdeauna $V_i \gg V_T$ se poate neglija exponențiala în raport cu 1 și ultimele două expresii devin :

$$P(x) = p_{n0}(1 - e^{(l_n-x)/L_p}), \tag{4.28}$$

$$N(x) = n_{p0}(1 - e^{(l_p+x)/L_n}). \tag{4.29}$$

Variația purtătorilor este arătată în figura 4.4 *b* de unde rezultă că în apropierea regiunii de trecere concentrația purtătorilor minoritari scade. Din această cauză golurile din regiunea N se vor deplasa spre regiunea P iar electronii din regiunea P se vor deplasa spre regiunea N ; în volumul cristalului $x \gg l_n$, $x \ll -l_p$ echilibrul purtătorilor minoritari este menținut de către tensiunea externă.

Curenții de difuzie ce iau naștere prin deplasarea purtătorilor minoritari au expresiile

$$j_p(x) = -\frac{qD_p p_{n0}}{L_p}\, e^{(l_n-x)/L_p}, \tag{4.30}$$

$$j_n(x) = -\frac{qD_n n_{p0}}{L_n}\, e^{(l_p+x)/L_n}, \tag{4.31}$$

iar suma lor dă densitatea curentului total

$$j = j_p(l_n) + j_n(-l_p) = -\left(\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}\right) = -j_s, \tag{4.32}$$

și înmulțind cu suprafața totală a joncțiunii

$$Sj = I = -I_s. \tag{4.33}$$

Curentul invers are valori mici și, în aproximațiile făcute, nu depinde de valoarea tensiunii aplicate.

Relația (4.33) poate fi obținută direct din (4.21) dacă se înlocuiește V_A prin V_i și se consideră $V_i \gg V_T$; prin urmare ecuația (4.21) este relația generală din care se poate deduce valoarea curentului atît la polarizări directe cît și la polarizări inverse.

Curentul de saturație este puternic influențat de temperatură fiind dat că purtătorii minoritari sînt creați pe cale termică; I_s se poate pune sub forma

$$I_s = Sqn_i^2\left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A}\right), \tag{4.34}$$

și înlocuind pe n_i^2 cu valoarea sa din (1.177) obținem

$$I_s = 4Sq\,\frac{(2\pi k)^3}{h^6}\,(m_n^* m_p^*)^{3/2}\left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A}\right) T^3\, e^{-W_g/kT} =$$

$$= K_1 T^3\, e^{-W_g/kT}. \tag{4.35}$$

Din (4.35) rezultă că I_s crește foarte rapid cu temperatura; în realitate și mărimile D_p, D_n, L_p, L_n variază cu temperatura deci I_s este o funcție complicată de T. În cazul polarizării directe, dependența curentului de temperatură este de forma

$$I = K_1 T^3\, e^{-(W_g - qV_A)/kT}. \tag{4.36}$$

Caracteristicile voltamperice statice ale diodei ideale sînt arătate în figura 4.5.

În cazul tensiunilor mici, caracteristica descrie comportarea joncțiunii în apropierea punctului $V \simeq 0$ și se pot reprezenta, la aceeași scară, curenții pentru ambele sensuri de polarizare (fig. 4.5*a*). În cazul tensiunilor mari, curentul direct are valori foarte ridicate, fapt ce necesită schimbarea scării curentului (fig. 4.5*b*). Pentru tensiuni directe obișnuite exponențiala

din (4.21) este mult mai mare decît 1 și curentul direct are o variație pur exponențială $I = I_s\, e^{V_A/V_T}$. În cazul curenților foarte mari trebuie ținut seama de rezistența ohmică a regiunilor neutre ale diodei r_m; tensiunea efectivă

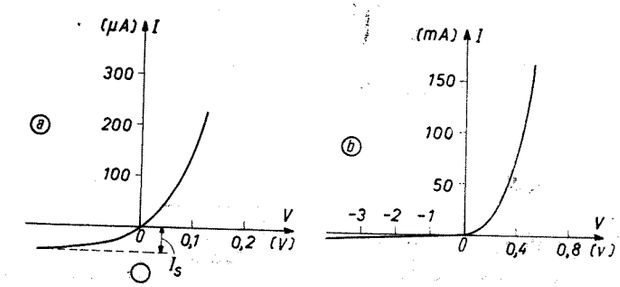


Fig. 4.5

aplicată pe joncțiune este $V_{PN} = V_A - I \cdot r_m$, iar curentul prezintă o variație aproximativ liniară.

IV.2.4. Capacitatea și lărgimea regiunii de trecere

a) Lărgimea regiunii de trecere

Considerăm o joncțiune abruptă și simetrică (fig. 4.6*a*) la echilibru termodinamic; în regiunea de trecere se acumulează o sarcină spațială de densitate

$$\rho(x) = q(p(x) + N_D^+(x) - n(x) - N_A^-(x)). \tag{4.37}$$

Neglijînd aportul purtătorilor mobili, densitatea de sarcină ia valoarea $\rho(x) = qN_D$ în regiunea N și $\rho(x) = -qN_A$ în regiunea P (fig. 4.6*b*). Ecuația lui Poisson pentru regiunea N (în aproximația abruptă) ia forma

$$-\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} = \frac{qN_D}{\varepsilon}, \tag{4.38}$$

unde ε este permitivitatea electrică a semiconductorului. Integrînd (4.38) se obține cîmpul electric

$$E(x) = \int \frac{qN_D}{\varepsilon}\,dx = \frac{qN_D x}{\varepsilon} + C_1. \tag{4.39}$$

Din condiția la limită $E(l_{n0}) = 0$ rezultă $C_1 = -qN_D l_{n0}/\varepsilon$ care introdus în (4.39) dă

$$E(x) = -\frac{qN_D l_{n0}}{\varepsilon}\left(1 - \frac{x}{l_{n0}}\right) = E_m\left(1 - \frac{x}{l_{n0}}\right), \tag{4.40}$$

unde

$$E_m = E(0) = -\frac{qN_D l_{n0}}{\varepsilon}. \tag{4.41}$$

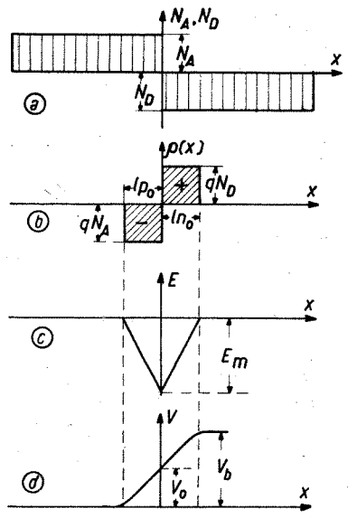


Fig. 4.6

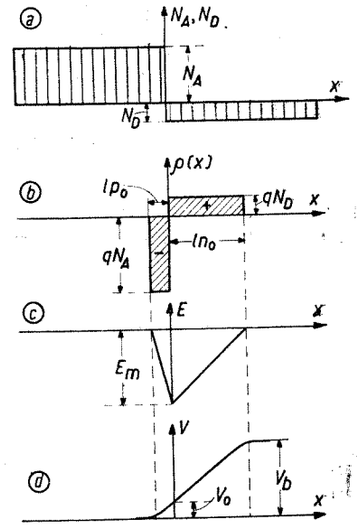


Fig. 4.7

Procedînd analog pentru regiunea P se obține:

$$E(x) = E_m\left(1 + \frac{x}{l_{p0}}\right), \tag{4.42}$$

$$E_m = -\frac{qN_A l_{p0}}{\varepsilon}. \tag{4.43}$$

Din (4.41) și (4.43) rezultă

$$N_A l_{p0} = N_D l_{n0}. \tag{4.44}$$

Relația (4.44) arată că la echilibru termodinamic sarcina totală negativă din regiunea P este egală cu sarcina totală pozitivă din regiunea N.

În cazul joncțiunilor asimetrice sarcina spațială se întinde mai mult în regiunea mai slab dopată. De exemplu dacă $N_A \gg N_D$ (fig. 4.7*a*) din (4.44) rezultă $l_{n0} \gg l_{p0}$ deci sarcina spațială se întinde mai mult în regiunea N (fig. 4.15*b*). Din figurile 4.6 și 4.7 se vede că potențialul de difuzie V_b este egal cu aria triunghiului avînd baza $l = l_{p0} + l_{n0}$ și înălțimea $-E_m$

$$V_b = -\frac{1}{2}E_m(l_{p0} + l_{n0}). \tag{4.45}$$

Introducem valoarea lui E_m din (4.43) și ținem seama de (4.44), obținem

$$V_b = \frac{qN_A l_{p0}^2}{2\varepsilon}\left(1 + \frac{N_A}{N_D}\right), \tag{4.46}$$

de unde

$$l_{p0} = \left[\frac{2\varepsilon V_b}{qN_A(1 + N_A/N_D)}\right]^{1/2}. \tag{4.47}$$

Pentru l_{n0} se obține o expresie analogă

$$l_{n0} = \left[\frac{2\varepsilon V_b}{qN_D(1 + N_D/N_A)}\right]^{1/2}, \tag{4.48}$$

iar lărgimea totală a regiunii de trecere este

$$l_0 = l_{p0} + l_{n0} = \left[\frac{2\varepsilon V_b}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D}\right]^{1/2}. \tag{4.49}$$

Pentru joncțiuni puternic asimetrice expresia (4.49) se simplifică

$$l_0 = \left[\frac{2\varepsilon V_b}{q} \cdot \frac{1}{N_x}\right]^{1/2}, \tag{4.50}$$

unde $N_x = N_D$ pentru $N_A \gg N_D$ (joncțiune P^+N) și $N_x = N_A$ pentru $N_D \gg N_A$ (joncțiune PN^+).

Dacă aproximația de variație abruptă a sarcinii spațiale nu mai este valabilă, atunci pentru determinarea potențialului de difuzie se proce-

dează la integrarea expresiei cîmpului. În regiunea N, integrînd (4.40) se obține

$$V(x) = \int -E(x)\,\mathrm{d}x = \frac{qN_D l_{n0}}{\varepsilon} x - \frac{qN_D}{2\varepsilon} x^2 + C_2, \tag{4.51}$$

din condițiile la limită $V(x) = V_0 = C_2$, $V(l_{n0}) = V_b$ rezultă

$$V_b - V_0 = \frac{qN_D l_{n0}^2}{2\varepsilon}. \tag{4.52}$$

În regiunea P, integrînd (4.42) obținem

$$V(x) = \frac{qN_A}{\varepsilon}\left(\frac{x^2}{2} + x l_{p0}\right) + C_3. \tag{4.53}$$

Punînd condițiile la limită $V(x) = V_0 = C_3$, $V(-l_{p0}) = 0$ din (4.53) rezultă

$$V_0 = \frac{qN_A l_{p0}^2}{2\varepsilon}. \tag{4.54}$$

Introducem în (4.52), ținînd cont de (4.44) se obține:

— regiunea P

$$V_b = \frac{qN_A l_{p0}^2}{2\varepsilon}(1 + N_A/N_D); \tag{4.55}$$

— regiunea N

$$V_b = \frac{qN_D l_{n0}^2}{2\varepsilon}(1 + N_D/N_A), \tag{4.56}$$

din care se scot valorile lui l_{p0} și l_{n0}; acestea sînt identice cu (4.47), (4.48).

Lărgimea regiunii de trecere variază în funcție de tensiunea externă. Astfel dacă în (4.49) se înlocuiește V_b prin $V_j = V_b + V$ rezultă

$$l = \left[\frac{2\varepsilon}{q}\,\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}(V_b + V)\right]^{1/2} = l_0[1 + V/V_b]^{1/2}. \tag{4.57}$$

La polarizări inverse $V = +V_i$ și $l = l_0(1 + V_i/V_b)^{1/2}$, are loc lărgirea a regiunii de trecere; la polarizări directe $V = -V_A$ și $l = l_0(1 - V_A/V_b)^{1/2}$, are loc îngustarea regiunii de trecere.

b) Capacitatea de barieră a joncțiunii PN

Variația lărgimii l în funcție de tensiunea externă, produce o variație a sarcinii totale Q înmagazinată în regiunea de trecere. Capacitatea regiunii de trecere se definește ca raportul dintre variațiile sarcinii și a tensiunii $C_b = \mathrm{d}Q/\mathrm{d}V_j$.

Avînd în vedere că în practică joncțiunile sînt puternic asimetrice, sarcina înmagazinată în regiunea de trecere este

$$Q = SqlN_x \tag{4.58}$$

unde S este aria totală a joncțiunii.

Înlocuind pe V_b cu $V_j = V_b \pm V$ din (4.50) rezultă

$$V_j = \frac{qN_x l^2}{2\varepsilon}, \tag{4.59}$$

prin urmare

$$C_b = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}V_j} = \frac{\mathrm{d}(qSN_x l)}{\mathrm{d}(qN_x l^2/2\varepsilon)} = \frac{\varepsilon S}{l} = S\left[\frac{\varepsilon q N_x}{2(V_b \pm V)}\right]^{1/2} = \frac{C_{b0}}{(1 \pm V/V_b)^{1/2}}. \tag{4.60}$$

Înlocuind în (4.58) pe l cu valoarea sa din (4.57) sarcina Q poate fi exprimată sub forma

$$Q = Q_0[1 \pm V/V_b]^{1/2}. \tag{4.61}$$

Variațiile lui Q și C_b în funcție de tensiunea externă sînt arătate în figura 4.8.

În cazul polarizărilor inverse cu $V_i \gg V_b$ relația (4.60) se poate pune sub o formă generală

$$C_b = A_0 \frac{1}{V_i^n}, \tag{4.62}$$

unde $n = 0{,}3 \div 0{,}5$ iar A_0 este o constantă.

Raportul dintre valoarea maximă și cea minimă a capacității se exprimă

$$K = \frac{C_{b\,\max}}{C_{b\min}} = \left(\frac{V_{i\,\min}}{V_{i\,\max}}\right)^n. \tag{4.63}$$

În practică se realizează raporturi $K \geqslant 6$.

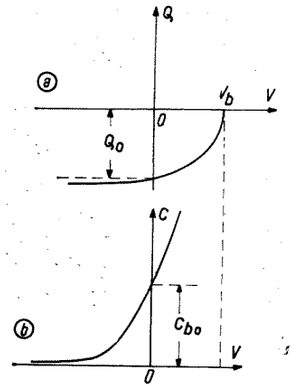


Fig. 4.8

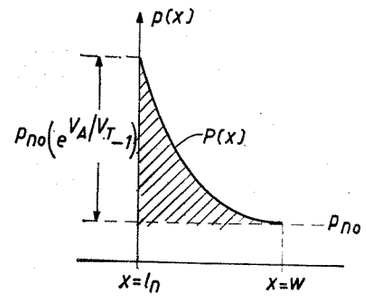


Fig. 4.9

Precizăm că în cazul polarizării directe, pe lîngă capacitatea de barieră există și o *capacitate de difuzie* C_d datorată purtătorilor în exces în regiunile neutre. Considerăm o joncțiune P^+N ($N_A \gg N_D$) unde difuzia electronilor în regiunea P poate fi neglijată; variația golurilor în exces din regiunea N este arătată în figura 4.9 (s-a mărit porțiunea corespunzătoare din fig. 4.3*b*). Numărul total de goluri în exces, ținînd cont de (4.14) este

$$P_N = \int_{l_n}^{\infty} (P(x) - P_{n0})\,\mathrm{d}x = p_{n0}\,(\mathrm{e}^{V_A/V_T} - 1)\int_{l_n}^{\infty} \mathrm{e}^{(l_n - x)/L_p}\cdot \mathrm{d}x =$$

$$= p_{n0}\,L_p\,(\mathrm{e}^{V_A/V_T} - 1). \tag{4.64}$$

Sarcina înmagazinată este

$$Q_p = qP_N = qp_{n0}\,L_p\,(\mathrm{e}^{V_A/V_T} - 1). \tag{4.65}$$

Capacitatea de difuzie se definește ca

$$C_d = \frac{\mathrm{d}Q_p}{\mathrm{d}V_A} = \frac{qp_{n0}\,L_p}{V_T}(\mathrm{e}^{V_A/V_T} - 1) = \frac{L_p^2}{D_p}\frac{I}{V_T} = \frac{I}{V_T}\tau_p. \tag{4.66}$$

Sarcina purtătorilor minoritari în exces Q_p este compensată de o sarcină egală și de semn opus a purtătorilor majoritari.

Cînd V_A este variabil capacitatea de difuzie nu mai corespunde definiției date mai sus. Pe lîngă aportul purtătorilor minoritari în exces, asupra capacității de difuzie influențează și alte procese specifice variației în timp a curentului : nu toată sarcina ce încarcă C_d trece numaidecît prin regiunea de trecere ; o parte din sarcină poate fi suplinită de sarcina *indusă* de curentul de goluri ce curge în exteriorul regiunii de recombinare scăzută $l_n < x < w$. Precizări asupra capacității de difuzie se dau în paragrafelor IV.3.

IV.2.5. Joncțiuni PN gradate

Foarte răspîndite în dispozitivele semiconductoare la înaltă frecvență sînt joncțiunile gradate la care concentrația impurităților în apropierea suprafeței de separație prezintă o variație continuă ; astfel de joncțiuni se obțin prin metoda difuziei sau metoda tragerii (tensionării).

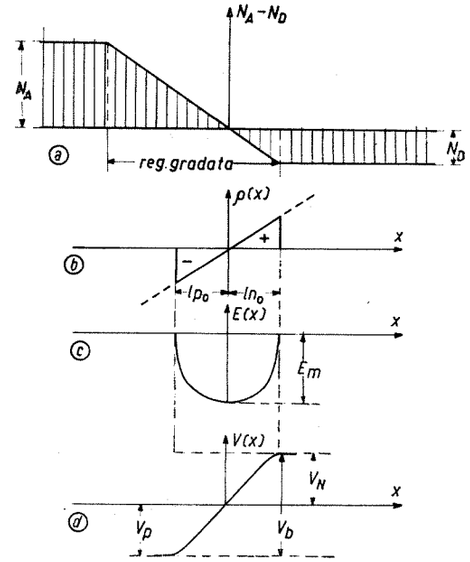


Fig. 4.10

Presupunem o joncțiune liniar gradată (fig. 4.10) la care în regiunea de trecere diferența concentrațiilor impurităților variază liniar cu distanța

$$N_A - N_D = ax, \tag{4.67}$$

unde a este gradientul concentrației impurităților exprimat în cm^{-4}.

Considerînd că sarcina spațială din regiunea de trecere se datorează numai ionilor acceptori și donori (se neglijează influența purtătorilor mobili $p(x)$, $n(x)$) avem (fig. 4.10*b*)

$$\rho(x) = qax. \tag{4.68}$$

În această aproximație calculăm l_{p0}, l_{n0}, l_0, cîmpul electric, potențialul de difuzie și capacitatea regiunii de trecere. Ecuația lui Poisson ia forma

$$-\frac{\mathrm{d}^2V(x)}{\mathrm{d}x^2} = \frac{qax}{\varepsilon}. \tag{4.69}$$

Fiind dat că a este constant în ambele regiuni, sarcina spațială se întinde în mod egal în cele două regiuni, deci $l_{p0} = l_{n0}$. Integrînd (4.69) se obține cîmpul electric

$$E(x) = \frac{qax^2}{2\varepsilon} + C_1. \tag{4.70}$$

Din condiția la limită $E(l_{n0}) = 0$ rezultă

$$E(x) = E_m\left(1 - \frac{x^2}{l_{n0}^2}\right), \tag{4.71}$$

unde

$$E_m = -\frac{qal_{n0}^2}{2\varepsilon}. \tag{4.72}$$

Spre deosebire de joncțiunea abruptă, unde cîmpul electric E variază liniar cu distanța, în cazul joncțiunii gradate cîmpul are o variație parabolică cu distanța (fig. 4.10 *c*).

Prin integrarea expresiei (4.71) se obține potențialul de difuzie

$$V(x) = -E_m x + \frac{E_m x^3}{3l_{n0}^2} + C_2. \tag{4.73}$$

Din condițiile la limită $V(0) = 0$, rezultă $C_2 = 0$ deci,

$$V(x) = -E_m\left(x - \frac{x^3}{3l_{n0}^2}\right). \tag{4.74}$$

Punînd

$$V(l_{n0}) = V_N = -E_m\left(l_{n0} - \frac{l_{n0}}{3}\right) = \frac{qal_{n0}^3}{3\varepsilon}, \tag{4.75}$$

$$V(-l_{p0}) = V_P = -E_m\left(-l_{n0} + \frac{l_{n0}}{3}\right) = -\frac{qal_{n0}^3}{3\varepsilon}, \tag{4.76}$$

potențialul de difuzie reprezintă diferența de potențial dintre cele două regiuni

$$V_b = V_N - V_P = \frac{2aql_{n0}^3}{3\varepsilon}, \tag{4.77}$$

de unde

$$l_{n0} = l_{p0} = \left[\frac{3\varepsilon V_b}{2aq}\right]^{1/3}; \quad l_0 = 2l_{n0} = 2\left[\frac{3\varepsilon V_b}{2aq}\right]^{1/3}. \tag{4.78}$$

Din (4.78) se constată că lărgimea regiunii de trecere variază proporțional cu rădăcina cubică din V_b și invers proporțional cu rădăcina cubică din gradientul concentrației impurităților.

Aplicînd o tensiune externă V, la bornele joncțiunii avem $V_j = V_b \pm V$ iar lărgimea regiunii de trecere devine

$$l = 2\left[\frac{3\varepsilon(V_b \pm V)}{2aq}\right]^{1/3} = l_0[1 \pm V/V_b]^{1/3}. \tag{4.79}$$

Sarcina înmagazinată în regiunea de trecere rezultă din figura 4.10 *b*

$$Q = Sqal^2/8, \tag{4.80}$$

iar potențialul

$$V_j = \frac{aql^3}{12\varepsilon}. \tag{4.81}$$

Capacitatea joncțiunii are expresia

$$C_b = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}V_j} = \frac{\varepsilon S}{l} = S\left[\frac{\varepsilon^3 aq}{12(V_b \pm V)}\right]^{1/3} = C_{b0}\frac{1}{(1 \pm V/V_b)^{1/3}}. \tag{4.82}$$

Comparînd (4.82) cu (4.60) constatăm că în cazul joncţiunii gradate capacitatea variază invers proporţional cu rădăcina cubică a tensiunii aplicate; în general capacitatea regiunii de trecere a joncţiunii gradate este mai mică decît a joncţiunii abrupte, fapt ce recomandă utilizarea joncţiunilor gradate la frecvenţe înalte.

În cazul tensiunilor inverse mari, cînd regiunea de trecere devine mai mare decît *regiunea gradată* (fig. 4.10) atunci capacitatea variază conform formulei (4.60). Prezenţa tensiunilor externe influenţează valoarea cîmpului astfel (4.72) devine

$$E_m = -\frac{aq}{2\varepsilon}\left[\frac{3\varepsilon(V_b \pm V)}{2aq}\right]^{2/3}. \tag{4.83}$$

Considerînd o polarizare inversă cu $V_i \gg V_b$ (4.83) devine

$$E_m = -\frac{aq}{2\varepsilon}\left(\frac{3\varepsilon V_i}{2aq}\right)^{2/3}, \tag{4.84}$$

adică pentru aceeaşi lărgime a regiunii de trecere cîmpul electric este mai mic în cazul joncţiunilor gradate; joncţiunea va putea funcţiona cu tensiuni inverse mari.

IV.2.6. Metode de fabricaţie a joncţiunilor

În încheierea paragrafului dăm cîteva noţiuni asupra metodelor tehnologice de obţinere a joncţiunilor PN. Metodele pot fi împărţite în două mari categorii: 1) asupra eşantionului din material semiconductor omogen se execută diferite tratamente pentru obţinerea proprietăţilor electrice, mecanice, optice dorite. Din această categorie fac parte metoda aliajului prin topire, metoda difuziei, tratamente de suprafaţă. 2) proprietăţile electrice dorite se obţin prin introducerea impurităţilor în timpul creşterii cristalului; aceste metode au avantajul că pot realiza joncţiuni cu proprietăţi superioare însă sînt mai puţin flexibile.

Descriem succint cîteva metode mai răspîndite.

a) *Alierea prin topire.* Pe un eşantion de Si de tip N se depune o bucăţică de Al; întregul sistem se încălzeşte pînă la $T \simeq 850°K$ cînd atomii de Al pătrund în reţeaua de Si formînd o regiune de tip P (fig. 4.11*a*). Apoi se depun contactele ohmice: pe bucăţica de Al nedifuzată în Si se sudează un fir de Al; pe partea opusă a eşantionului de Si se depune un aliaj de Au—Sb (0,1% Sb) care prin evaporare pătrunde în Si formînd o regiune N puternic dopată (regiune N^+), astfel între semiconductor şi aliajul metalic nu se manifestă proprietăţi de redresare.

b) *Metoda difuziei.* Dintr-o atmosferă de vapori impuritătile tri- sau pentavalente difuzează în semiconductorul aflat în stare solidă.

Profilul şi concentraţia impurităţilor pot fi mai bine controlate în raport cu metoda alierii prin topire. Profilul regiunii dopate (al joncţiunii) repetă fidel profilul suprafeţei cristalului astfel încît pot fi obţinute uşor joncţiuni de cele mai diferite forme geometrice; adîncimea de pătrundere este proporţională cu timpul de expunere iar concentraţia scade aproximativ exponenţial cu adîncimea de pătrundere.

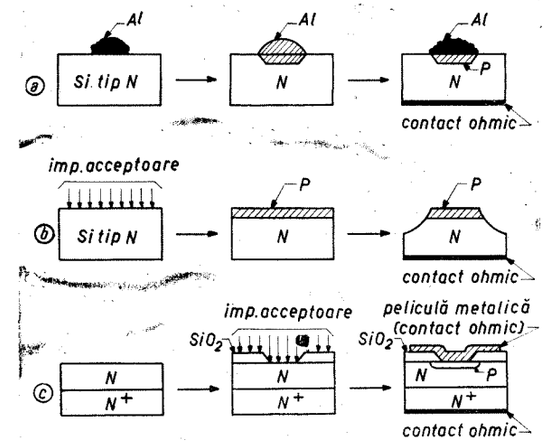


Fig. 4.11

Există mai multe procedee tehnologice: mesa, planar, planar-epitaxial. Procedeele mesa şi planar diferă numai prin gradul de precizie în realizarea geometriei joncţiunii. În ambele cazuri în timpul procesului tehnologic suprafaţa semiconductorului, de obicei Si de tip N, se protejează cu un strat de oxizi întrucît la Si suprafaţa se alterează uşor luînd naştere *stări de suprafaţă* care pot schimba esenţial proprietăţile joncţiunii. În procedeul mesa îndepărtarea stratului de oxizi din locurile dorite se face prin metode chimice, în procedeul planar (fig. 4.11*b*) prin metode fotorezistive.

Procedeul planar-epitaxial constituie o combinaţie între cele două grupuri de metode în scopul îmbunătăţirii proprietăţilor electrice, termice şi mecanice.

Epitaxia este tehnica creşterii pe cale chimică a unor straturi subţiri semiconductoare pe un cristal masiv; structura cristalină a stratului crescut repetă fidel pe cea a cristalului masiv.

Pe un substrat masiv de Si puternic dopat cu donori, $N_D = 10^{19}$ cm^{-3} (tip N^+), este crescut un strat subţire de Si de tip N avînd concentraţia $N_D \simeq 10^{15}$ cm^{-3} (fig. 4.11*c*). Între cristalul suport de tip N^+ şi stratul subţire de tip N se realizează o variaţie continuă a concentraţiei prin difuzia donorilor spre stratul subţire în timpul creşterii acestuia.

Stratul de tip N se protejează apoi cu un strat subțire de SiO_2 în care se practică orificii pe unde urmează să fie introduse prin difuzie dintr-o atmosferă de vapori impuritățile acceptoare, luînd naștere o regiune de tip P. În final se depun contactele ohmice (precizări asupra contactelor ohmice se fac în paragraful referitor la contactul metal-semiconductor).

c) *Metoda tensionării și dopării în timpul creșterii cristalelor.* Dintr-o baie de semiconductor topit (Si, Ge) cu ajutorul unei tije se nucleonează și apoi se trage cristalul Efectuînd tensionări și torsionări și introducînd impuritățile necesare dintr-o atmosferă de vapori se obțin joncțiuni cu proprietățile dorite.

O expunere detaliată asupra metodelor de preparare a materialelor semiconductoare și a proceselor tehnologice de fabricație a joncțiunilor și tranzistorilor poate fi găsită în [4].

IV.3. Joncțiunea PN la semnale variabile mici

IV.3.1. Expresia curentului total

Considerăm că joncțiunea este polarizată direct de către tensiunea V_A și prin ea circulă curentul I_0; suprapunînd peste V_A un semnal alternativ de amplitudine mică, tensiunea și curentul total prin joncțiune au o componentă continuă și una alternativă:

$$v_D(t) = V_b + v_A = V_b + (-V_A + V_1 e^{j\omega t}) \tag{4.85}$$

$$i_D(t) = I_0 + I_1 e^{j\omega t}, \tag{4.86}$$

unde V_1 și I_1 sînt amplitudinile componentelor alternative ale tensiunii și curentului. Condiția de semnal mic impune

$$\left.\begin{aligned} &V_1 \ll V_0; \quad V_1 \ll V_T \qquad (V_0 = V_b - V_A) \\ &I_1 \ll I_0. \end{aligned}\right\} \tag{4.87}$$

Pentru deducerea expresiei curentului se pornește de la ecuația de continuitate și se ține cont de ipotezele simplificatoare expuse în IV.2.2. Golurile minoritare din regiunea N vor avea o componentă continuă și una variabilă în timp. Într-adevăr, ținînd cont de (4.7) se poate scrie

$$p_n(x,t) = p_{p0} e^{-v_D(t)/V_T} = p_{p0} e^{-\frac{V_x - V_A}{V_T}} e^{\frac{V_1}{V_T} e^{j\omega t}} =$$

$$= P(x) e^{\frac{V_1}{V_T} e^{j\omega t}} = P(x) \cdot f(V_1). \tag{4.88}$$

Dezvoltăm în serie Mac Laurin pe $f(V_1)$

$$f(V_1) = 1 + \frac{V_1}{V_T} e^{j\omega t} + \frac{1}{2}\left(\frac{V_1}{V_T}\right)^2 e^{j2\omega t} + \frac{1}{6}\left(\frac{V_1}{V_T}\right)^3 e^{j3\omega t} + \dots \tag{4.89}$$

și avînd în vedere condițiile (4.87) ne oprim asupra primilor doi termeni din dezvoltare, deci

$$p_n(x,\ t) = P_{(x)}\left[1 + \frac{V_1}{V_T} e^{j\omega t}\right] = P(x) + p_1(x) e^{j\omega t}, \tag{4.90}$$

unde $p_1(x) = P(x)\ V_1/V_T$ reprezintă amplitudinea componentei alternative.

Ecuația de continuitate pentru goluri în regiunea N are forma (1.276)

$$\frac{\partial p_n(x,t)}{\partial t} = -\frac{P_n(x,t) - P_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n(x,t)}{\partial x^2}. \tag{4.91}$$

Derivăm pe (4.90) în raport cu timpul și cu distanța și introducem în (4.91)

$$j\omega p_1(x) e^{j\omega t} = -\frac{P(x) + p_1(x) e^{j\omega t} - p_{n0}}{\tau_p} +$$

$$+ D_p\left[\frac{\partial^2 P(x)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1(x)}{\partial x^2} e^{j\omega t}\right]. \tag{4.92}$$

Separăm termenii corespunzători regimului continuu și regimului variabil, obținem

$$\frac{\partial^2 P(x)}{\partial x^2} - \frac{P(x) - p_{n0}}{L_p^2} = 0, \tag{4.93}$$

$$\frac{\partial^2 p_1(x)}{\partial x^2} - \frac{p_1(x)\ [1 + j\omega\tau_p]}{L_p^2} = 0. \tag{4.94}$$

Ecuația (4.93) corespunzătoare componentei continue este identică cu (4.11) și are soluția (4.14). Ecuația (4.94) corespunde componentei variabile și are soluția de forma

$$p_1(x) = A_1 e^{r_1 x} + B_1 e^{r_2 x}, \tag{4.95}$$

unde

$$r_{1,2} = \frac{\pm\sqrt{1 + j\omega\tau_p}}{L_P} = \frac{\pm S_p}{L_p}, \tag{4.96}$$

deci (4.95) devine

$$p_1(x) = A_1 e^{xS_p/L_p} + B_1 e^{-xS_p/L_p}. \tag{4.97}$$

Tensiunea V_1 este localizată în apropierea joncțiunii deci $p_1(\infty) = 0$ și $A_1 = 0$; pentru $x = l_n$ rezultă $p_1(l_n) = B_1 e^{-l_n S_p/L_p}$ de unde

$$B_1 = p_1(l_n)\ e^{l_n S_p/L_p}. \tag{4.98}$$

Introducînd în (4.97) obținem

$$p_1(x) = p_1(l_n)\, e^{(l_n - x)\, S_p/L_p} = \frac{V_1}{V_T} P(l_n)\, e^{(l_n - x)\, S_p/L_p}. \tag{4.99}$$

Soluția completă a ecuației (4.91) va fi

$$p_n(x, t) = p_{n0} + p_{n0}\ (e^{V_A/V_T} - 1)\, e^{(l_n - x)/L_p} + \\ + \frac{V_1}{V_T} P(l_n)\ e^{(l_n - x)S_p/L_p} \cdot e^{j\omega t}. \tag{4.100}$$

În mod analog pentru electronii minoritari din regiunea P se obține

$$n_p(x, t) = n_{p0} + n_{p0}\ (e^{V_A/V_T} - 1)\, e^{(l_p + x)/L_n} + \\ + \frac{V_1}{V_T} N(l_p)\, e^{(l_p + x)S_n/L_n} \cdot e^{j\omega t}, \tag{4.101}$$

unde $S_n = \sqrt{1 + j\omega\tau_n}$.

Densitatea curentului de goluri în regiunea N este dată de componenta de difuzie

$$j_P(x, t) = -qD_p \frac{\partial}{\partial x}[p_n(x, t)], \tag{4.102}$$

și ținînd cont de (4.100) se obține

$$j_P(x, t) = \frac{qD_p\, p_{n0}}{L_p}(e^{V_A/V_T} - 1)\, e^{(l_n - x)/L_p} + \\ + \frac{qD_p\, S_p\, V_1}{L_p\, V_T} P(l_n) e^{S_p(l_n - x)/L_p} \cdot e^{j\omega t}. \tag{4.103}$$

În mod analog densitatea curentului de electroni din regiunea P este

$$j_N(x, t) = \frac{qD_n\, n_{p0}}{L_n}(e^{V_A/V_T} - 1)\, e^{(l_p + x)/L_n} + \\ + \frac{qD_n\, S_n\, V_1}{L_p\, V_T} N(-l_p) e^{S_n(l_p + x)/L_n} e^{j\omega t}. \tag{4.104}$$

Densitatea curentului total are expresia

$$j_D(t) = j_P(l_n, t) + j_N(-l_p, t) \tag{4.105}$$

(j_P, j_N au semnificația valorilor instantanee totale);

limitele regiunii de trecere

$$j_D(t) = \left(\frac{qD_p\, p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n\, n_{p0}}{L_n}\right)(e^{V_A/V_T} - 1) + \\ + \left[\frac{qD_p\, S_p}{L_p} P(l_n) + \frac{qD_n\, S_n}{L_n} N(-l_p)\right]\frac{V_1}{V_T} e^{j\omega t} \tag{4.106}$$

sau

$$j_D(t) = j_0 + \underline{j}_1 e^{j\omega t}, \tag{4.107}$$

unde j_0 este densitatea componentei continue (staționare) a curentului și are expresia (4.19).

Componenta alternativă a densității curentului are amplitudinea

$$\underline{j}_1 = \frac{qV_1}{V_T}\left[\frac{D_p\, S_p}{L_p} P(l_n) + \frac{D_n\, S_n}{L_n} N(-l_p)\right]. \tag{4.108}$$

Înmulțind pe (4.107) cu suprafața joncțiunii obținem

$$i_D(t) = I_0 + \underline{I}_1 e^{j\omega t}. \tag{4.109}$$

IV.3.2. Scheme echivalente în curent alternativ la semnale mici

Pentru determinarea schemei echivalente se pornește de la expresia admitanței joncțiunii în curent alternativ la semnale mici

$$\underline{Y} = \frac{\underline{I}_1}{\underline{V}_1} = \frac{qS}{V_T}\left[\frac{D_p\, S_p}{L_p} p_{n0} + \frac{D_n\, S_n}{L_n} n_{p0}\right] e^{V_A/V_T}. \tag{4.110}$$

Discutăm două cazuri limită.

a) Frecvențe joase ($\omega\tau_p \ll 1$, $\omega\tau_n \ll 1$)

Dezvoltăm în serie binomială pe S_p și S_n și ne oprim la primi doi termeni

$$S_p = (1 + j\omega\tau_p)^{1/2} \simeq 1 + \frac{1}{2} j\omega\tau_p;$$

$$S_n = (1 + j\omega\tau_n)^{1/2} \simeq 1 + \frac{1}{2} j\omega\tau_n. \tag{4.111}$$

Introducem (4.111) în (4.110) și separăm partea reală de cea imaginară

$$\underline{Y} = \frac{qS\, e^{V_A/V_T}}{V_T}\left[\frac{D_p\, p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n\, n_{p0}}{L_n}\right] + j\omega \frac{qS\, e^{V_A/V_T}}{2V_T}\left[\frac{D_p\, p_{n0}}{L_p}\tau_p + \frac{D_n\, n_{p0}}{L_n}\tau_n\right], \tag{4.112}$$

și conform formulei cunoscute avem

$$\underline{Y} = G + j\omega C, \tag{4.113}$$

unde:

$$G = \frac{qS\, e^{V_A/V_T}}{V_T}\left[\frac{D_p\, p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n\, n_{p0}}{L_n}\right] = \frac{I_s\, e^{V_A/V_T}}{V_T} \simeq \frac{I_0}{V_T}, \tag{4.114}$$

$$C = \frac{qS\, e^{V_A/V_T}}{2V_T}\left[\frac{D_p\, p_{n0}}{L_p}\tau_p + \frac{D_n\, n_{p0}}{L_n}\tau_n\right] \simeq \frac{I_0}{2V_T}\tau_n \quad (\tau_p = \tau_n). \tag{4.115}$$

Din (4.114) și (4.115) rezultă concluzia importantă că conductanța și capacitatea joncțiunii în regim alternativ depind de valoarea componentei continue a curentului I_0 (adică de tensiunea de polarizare directă V_A).

Schema echivalentă a joncțiunii PN la semnale alternative mici pentru frecvențe joase este reprezentată în figura 4.12*a* unde G și C se determină din expresiile (4.114), (4.115). Inversul conductanței constituie rezistența internă naturală r_n a joncțiunii.

b) Frecvențe înalte ($\omega\tau_p \gg 1$, $\omega\tau_n \gg 1$)

În acest caz S_p și S_n devin

$$S_p = (1 + j\omega\tau_p)^{1/2} \simeq (j\omega\tau_p)^{1/2} = \frac{1+j}{\sqrt{2}}(\omega\tau_p)^{1/2}, \tag{4.116}$$

$$S_n = (1 + j\omega\tau_n)^{1/2} \simeq (j\omega\tau_n)^{1/2} = \frac{1+j}{\sqrt{2}}(\omega\tau_n)^{1/2}. \tag{4.117}$$

Introducem aceste expresii în (4.110), obținem

$$\underline{Y} = \frac{qS}{\sqrt{2}\,V_T}\left[p_{n0} D_p^{1/2} + n_{p0} D_n^{1/2}\right]\sqrt{\omega}\, e^{V_A/V_T} + j\frac{qS}{\sqrt{2}\,V_T}\left[p_{n0} D_p^{1/2} + n_{p0} D_n^{1/2}\right]\sqrt{\omega}\, e^{V_A/V_T}, \tag{4.118}$$

sau

$$\underline{Y} = G(\omega) + jB(\omega) = a_0\sqrt{\omega} + j a_0\sqrt{\omega}. \tag{4.119}$$

Constatăm că la frecvențe înalte conductanța și susceptanța capacitivă sînt egale și variază cu frecvența. Capacitatea joncțiunii $C(\omega) = B(\omega)/\sqrt{\omega}$ variază invers proporțional cu $\sqrt{\omega}$.

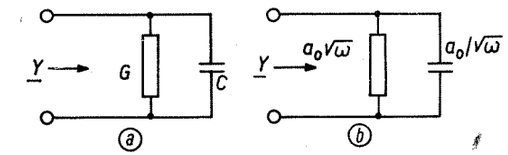


Fig. 4.12

Schema echivalentă a joncțiunii PN la frecvențe înalte este arătată în figura 4.12*b*.

IV. 4. Heterojoncţiuni

Joncţiunea ce se formează la contactul dintre doi semiconductori care au valori diferite ale lărgimii zonei interzise W_g, se numeşte *heterojoncţiune*. Proprietatea de redresare (conducţie unipolară) a heterojoncţiunilor a fost indicată de Shockley [10] şi Gubanov [11]. Cele mai răspîndite cupluri de materiale semiconductoare sînt:

Ge—Ga As, InP—GaAs, CdS—CdSe, CdTe—CdSe, GaAs—CdTe.

Heterojoncţiunile se utilizează cu succes la fabricarea tranzistorilor optici, a laserilor cu injecţie şi a fotoelementelor de mare sensibilitate spectrală.

IV.4.1. Modelul zonal şi procese fizice la heterojoncţiuni

Cele mai răspîndite metode de preparare a heterojoncţiunilor sînt: alierea prin topire a celor două cristale (se ţine cont şi de faptul că cele două materiale au diferite temperaturi de topire), creşterea epitaxială din starea de vapori, depunerea prin evaporare sub vid a unui material peste altul.

Fiind dat că structura cristalină a celor două materiale este diferită, la suprafaţa de separaţie sînt prezente defecte de reţea (în special dislocaţii interfeţe) care acţionează ca centri de captură (trapping) putînd schimba esenţial proprietăţile heterojoncţiunii. La suprafaţa de separaţie au loc discontinuităţi ale nivelelor energetice care limitează zonele de conducţie şi de valenţă; astfel la trecerea dintr-un mediu în celălalt apar fenomene de reflexie a electronilor şi golurilor.

Considerăm modelul zonal al unei heterojoncţiuni PN abrupte ideale propus de Anderson [13] în care se neglijează influenţa stărilor de suprafaţă.

Înainte de a fi puse în contact cele două eşantioane de semiconductori au (fig. 4.13*a*): lărgimile zonelor interzise W_{g1}, W_{g2}, poziţia nivelelor Fermi W_{F1}, W_{F2}, lărgimile zonei de conducţie (afinităţile electronice) $W_{\Psi 1}$, $W_{\Psi 2}$, funcţiile de lucru $W_{\Phi 1}$, $W_{\Phi 2}$, permitivităţile electrice ε_1, ε_2; de asemenea pot diferi concentraţiile impurităţilor.

Efectuînd contactul se obţine o heterojoncţiune PN între un semiconductor de tip P cu lărgime mare a zonei interzise şi un semiconductor de tip P cu lărgimea mică a zonei interzise. La echilibru termodinamic nivelul Fermi are aceeaşi valoare în cele două medii iar nivelul de ionizare este continuu şi paralel cu marginile zonelor (fig. 4.13*b*). Discontinuităţile ce apar între limitele zonelor de conducţie ΔW_c şi limitele zonelor de valenţă ΔW_v sînt constante şi nu depind de concentraţiile impurităţilor.

Potenţialul de difuzie total, determinat de diferenţa dintre funcţiile de lucru, reprezintă suma potenţialelor de difuzie parţiale $V_b = V_{b1} + V_{b2}$.

Pentru calculul lărgimii regiunii de trecere şi a capacităţii heterojoncţiunii se pleacă de la rezolvarea ecuaţiei Poisson de o parte şi de alta a suprafeţei de contact, presupunîndu-se că sarcina spaţială negativă din regiunea P este egală cu sarcina spaţială pozitivă din regiunea N.

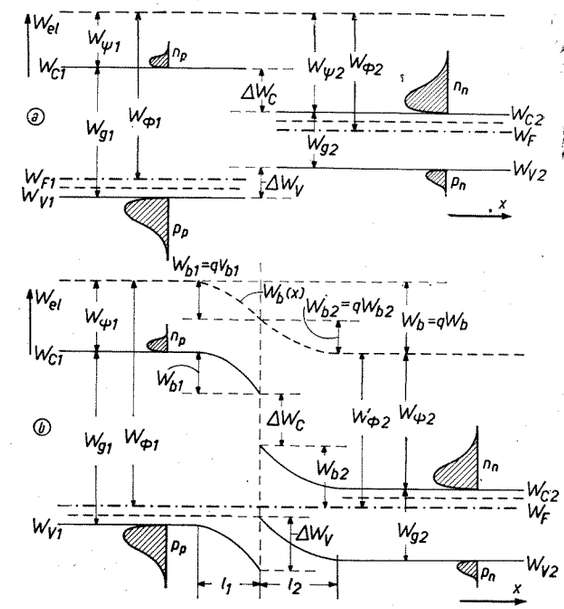


Fig. 4.13

Faţă de condiţiile la limită puse la homojoncţiuni aici intervine şi condiţia de continuitate a vectorului deplasare electrică la limita celor două regiuni $\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2$.

Considerînd că pe heterojoncţiune este aplicată tensiunea externă V se obţin expresiile [13]:

$$l_1 = \left[\frac{2\ N_{D2}\ \varepsilon_1 \varepsilon_2\ (V_b - V)}{qN_{A1}\,(\varepsilon_1 N_{A1} + \varepsilon_2 N_{D2})}\right]^{1/2}, \tag{4.120}$$

$$l_2 = \left[\frac{2\ N_{A1}\ \varepsilon_1 \varepsilon_2\ (V_b - V)}{qN_{D2}\,(\varepsilon_1 N_{A1} + \varepsilon_2 N_{D2})}\right]^{1/2}, \tag{4.121}$$

$$C = \left[\frac{qN_{A1}\,N_{D2}\,\varepsilon_1\,\varepsilon_2}{2\,(\varepsilon_1 N_{A1} + \varepsilon_2 N_{D2})\,(V_b - V)}\right]^{1/2}. \tag{4.122}$$

În cazul polarizării directe în heterojoncțiunea PN are loc o injecție unidirecțională a purtătorilor din regiunea cu W_g mare spre regiune cu W_g mic; în sistemul arătat în figura 4.13 curentul este dat numai de golurile ce trec din regiunea P spre regiunea N. Datorită acestei proprietăți există posibilitatea ca heterojoncțiunile să fie folosite ca emitor de mare eficiență.

IV.4.2. Tipuri de heterojoncțiuni

Modelul zonal prezentat în figura 4.13 are un caracter general permițînd înțelegerea proceselor fizice ce au loc la o heterojoncțiune. Întrucît materialele semiconductoare folosite, afară de lărgimea zonei interzise, pot diferi prin afinitățile electronice și concentrațiile impurităților (poziția nivelelor Fermi) este evident că există multiple posibilități de realizare a heterojoncțiunilor. De exemplu pentru heterojoncțiunea din figura 4.13, cele două eșantioane au concentrațiile impurităților aproximativ egale iar semiconductorul de tip P are lărgimea zonei interzise mai mare decît a semiconductorului de tip N; într-o primă aproximație putem considera că eșantionul *1* este GaAs de tip P ($W_g = 1{,}45$ eV) iar eșantionul *2* este Ge de tip N ($W_g = 0{,}7$ eV).

În continuare (fig. 4.14) se reprezintă modelul zonal pentru cîteva heterojoncțiuni posibile, ținîndu-se cont și de rezultatele experimentale.

În figura 4.14*a* se prezintă modelul zonal al heterojoncțiunii PN de tipul Ge—GaAs; avînd în vedere că concentrația impurităților donoare din GaAs este aproximativ de 10^2 ori mai mare decît concentrația impurităților acceptoare din Ge, nivelul Fermi în GaAs este foarte aproape de zona de conducție iar regiunea de trecere (sarcina spațială și potențialul de difuzie V_b) se întinde mai mult în Ge.

În figura 4.14*b* este arătat modelul zonal al heterojoncțiunii NN tot de tipul Ge—GaAs; față de heterojoncțiunea PN cu aceleași eșantioane, potențialul de difuzie $V_b = V_{b1} + V_{b2}$ are o valoare mult mai mică.

În figura 4.14*c* este arătat modelul zonal al heterojoncțiunii PP de tipul Ge—GaAs unde de asemenea potențialul de difuzie are valoare mai mică față de heterojoncțiunea PN.

Descrierea formei exacte a modelului zonal pentru o heterojoncțiune dată necesită măsurători precise asupra caracteristicii voltamperice, distribuției spectrale a radiației de recombinare, conductivității electrice, constantei Hall și energiei de activare. Astfel pentru o heterojoncțiune epitaxială PN de tip GaAs—GaP puternic dopată (în GaAs $N_D = 7 \cdot 10^{17}$ cm^{-3}, în GaP $N_A = 7 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}), Alferov și colab. [14] dau modelul zonal din figura 4.15. Se observă că nivelul Fermi se găsește în interiorul zonei de conducție la GaAs și în interiorul zonei de valență la GaP.

În cazul cînd stările de suprafață (interfețe) nu pot fi neglijate în regiunea de trecere au loc procese de generare-recombinare care pot schimba esențial proprietățile și natura curentului prin heterojoncțiune. Stările interfețe sînt amplasate în interiorul zonei interzise și modifică

limitele zonelor energetice. Un exemplu de heterojoncțiune NN de tip Si—Ge la care influența stărilor interfețe este mare este arătată în figura 4.16*a*; la suprafața de separație între *Si* și *Ge* poziția nivelului Fermi este determinată în special de stările locale care, fiind de natură acceptoare, produc o sărăcire de electroni în regiunea de trecere. În figura 4.16*b* este reprezentată la o scară mărită influența stărilor interfețe; acestea sînt amplasate în jurul nivelului Fermi, separă cele două regiuni de sarcină spațială și acționează ca centri de generare-recombinare.

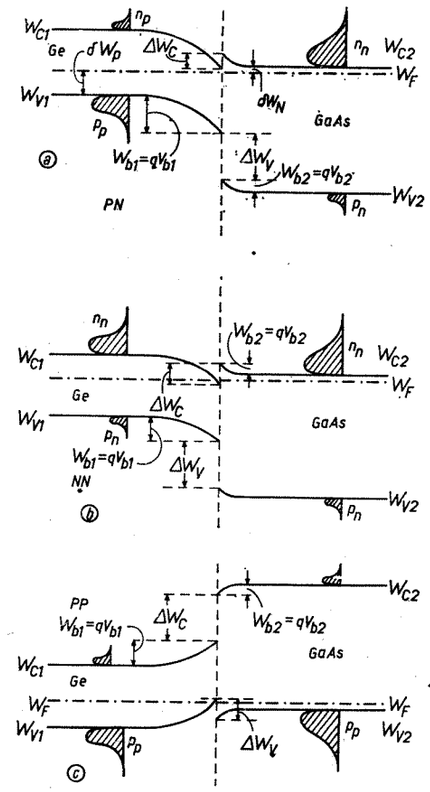


Fig. 4. 1

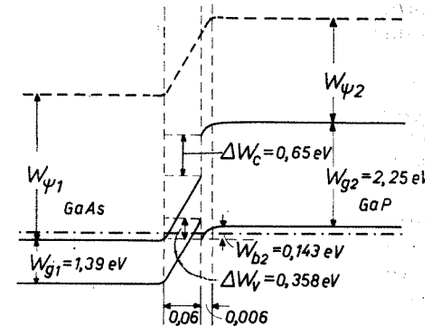


Fig. 4.15.

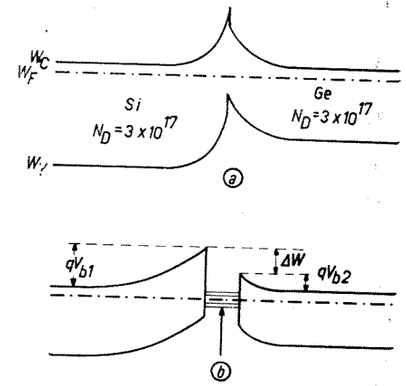


Fig. 4.16

Forma generală a caracteristicii voltamperice este asemănătoare cu a diodei clasice; curentul invers are valori mai mari iar tensiunile de polarizare directă sînt de ordinul volților. Forma caracteristicilor este puternic influențată de impurități, temperatură și acțiunea luminii.

Deducerea unei expresii analitice generale a curentului prin heterojoncţiune constituie o problemă foarte dificilă din cauza influenţei puternice a diferiţilor factori (discontinuităţile zonelor energetice, stările interfeţe) care determină forma regiunii de trecere şi valoarea potenţialului de difuzie total. Curentul este dat de purtătorii care au bariera energetică mai mică : pentru heterojoncţiunea din figura 4.13 curentul este datorat golurilor ce trec din regiunea P în regiunea N (tensiunea de polarizare directă este conectată cu „+" pe GaAs şi „—" pe Ge) ; pentru heterojoncţiunea PN din figura 4.14*a* curentul este datorat electronilor ce trec din GaAs în Ge ; pentru heterojoncţiunea din figura 4.14*c* curentul este datorat golurilor ce trec din GaAs în Ge etc.

Dacă densitatea stărilor interfeţe este foarte mare curentul va avea o componentă importantă de generare-recombinare ; de asemenea curentul poate avea componente datorate tunelării barierei energetice şi emisiei termoelectronice. Pentru cazul particular de heterojoncţiune metal-semiconductor, în paragraful IV.6 se dă o expresie aproximativă a curentului.

Există heterojoncţiuni la care în regiunea de trecere lărgimea zonei interzise este variabilă, dispărînd astfel discontinuităţile ΔW_c şi ΔW_v ale zonelor de conducţie şi de valenţă. Astfel de heterojoncţiuni se pot obţine prin creştere epitaxială sau prin difuzie [15], [16] : între două regiuni distincte, una de GaAs şi alta de GaP se formează o regiune intermediară de compoziţie variabilă $GaAs_x P_{1-x}$. În regiunea de compoziţie variabilă a unei heterojoncţiuni NN (fig. 4.17*a*) marginea superioară a zonei de valenţă prezintă o variaţie continuă fapt ce permite racordarea fără discontinuităţi a zonelor energetice din cele două regiuni.

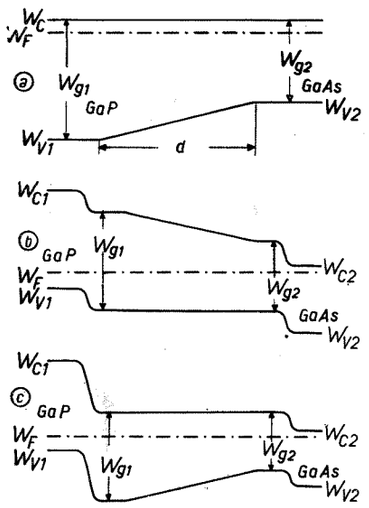


Fig. 4.17

În cazul heterojoncţiunilor PN cu strat de compoziţie variabilă, în funcţie de natura şi concentraţiile impurităţilor, de grosimea stratului de compoziţie variabilă, există posibilitatea formării de homojoncţiuni suplimentare PN, N^+N, P^+P. În figura 4.17*b* este reprezentată o heterojoncţiune PN de tip GaAs—GaP la care în GaP s-a format o homojoncţiune PN iar în GaAs s-a format o homojoncţiune (barieră NN^+) ; în figura 4.17*c* este reprezentată aceeaşi heterojoncţiune la care în GaP s-a format o homojoncţiune P^+P iar în GaAs s-a format o homojoncţiune PN.

Teoria completă a heterojoncţiunilor este expusă în lucrarea lui Perlmann şi Feucht [16*a*], ţinîndu-se cont şi de raportul maselor efective.

IV.5. Contact metal-semiconductor

IV.5.1. Stări de suprafaţă

Conceptul de stare de suprafaţă a fost introdus teoretic de Tamm [18] care a arătat că datorită rupturii reţelei cristaline ideale, la suprafaţa cristalului (semiconductorului) apar nivele energetice localizate, o parte din ele fiind amplasate în zona interzisă. Existenţa acestor stări a fost verificată experimental de Shockley şi colab. [19] prin măsurători asupra conductivităţii de suprafaţă.

Afară de ruptura periodicităţii reţelei cristaline, stările de suprafaţă pot lua naştere în urma acţiunii mai multor factori : deformările şi dislocaţiile ce apar la suprafaţa cristalului în timpul prelucrării, oxidările suprafeţei în contact cu atmosfera şi diferite gaze, absorbţia şi adsorbţia de molecule şi atomi străini, etc.

Stările de suprafaţă schimbă proprietăţile de suprafaţă ale semiconductorului sau izolatorului în raport cu cele de volum, formînd de regulă o regiune de sarcină spaţială în imediata apropiere a suprafeţei.

După intervalul de timp în care stările de suprafaţă efectuează schimb de sarcină cu volumul cristalului deosebim două categorii. *Stări de suprafaţă rapide* care interacţionează (efectuează schimb de sarcină) rapid cu purtătorii din zona de conducţie sau zona de valenţă ; aceste stări sînt localizate la suprafaţa de separaţie dintre semiconductor şi stratul de oxid (izolator), influenţînd puternic viteza de recombinare de suprafaţă. *Stări de suprafaţă lente* care interacţionează lent cu sarcinile din volumul semiconductorului, fiind localizate la suprafaţa de separaţie oxid-aer sau în interiorul stratului de oxid ; aceste stări sînt puternic afectate de atmosfera ambiantă.

Stările de suprafaţă pot fi *donoare* sau *acceptoare* : starea de suprafaţă este considerată *donoare* dacă poate fi neutră sau pozitivă prin cedarea unui electron ; starea de suprafaţă este *acceptoare* dacă poate fi neutră sau negativă prin captarea unui electron.

Funcţia de distribuţie pentru stările de suprafaţă este analoagă cu funcţia de distribuţie pentru stările datorate impurităţilor de volum. Pentru nivelele donoare şi acceptoare trebuie ţinut cont de degenerescenţa acestor stări, astfel numărul de atomi donori şi acceptori ionizaţi este dat de expresiile [5] :

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + g \exp\{(W_F - W_D)/kT\}}, \tag{4.123}$$

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + (1/g) \exp\{(W_A - W_F)/kT\}}, \tag{4.124}$$

unde g reprezintă degenerescența stărilor donoare și acceptoare. Avînd în vedere că o stare donoare poate fi ocupată de un electron avînd spinul de un sens sau altul, sau poate fi vidă de electroni, $g = 2$. Pentru stările acceptoare $g = 4$ întrucît zona de valență la Ge, Si, GaAs este dublu degenerată în $\vec{k} = 0$.

Funcțiile de distribuție pentru stările de suprafață donoare și acceptoare sînt

$$F_D(W_S) = \frac{1}{1 + g \exp\{(W_F - W_S)/kT\}}, \tag{4.125}$$

$$F_A(W_S) = \frac{1}{1 + (1/g) \exp\{(W_S - W_F)/kT\}}, \tag{4.126}$$

unde W_S reprezintă nivelul pe care se fixează starea de suprafață.

Straturi de inversiune și straturi de acumulare

Considerăm un semiconductor de tip N în care se introduce o stare de suprafață acceptoare pe nivelul W_s în zona interzisă sub nivelul Fermi (fig. 4.18*a*); atît timp cît starea de suprafață rămîne neocupată sistemul nu se găsește în echilibru. La scurt timp după introducerea stării, aceasta va capta un electron din zona de conducție astfel suprafața se încarcă

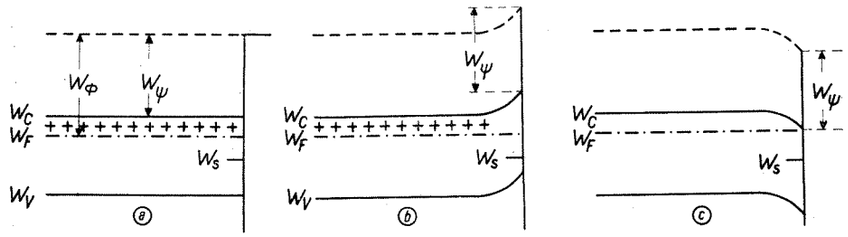


Fig. 4.18

negativ iar în imediata ei apropiere se formează un strat de sarcină spațială pozitivă. Drept urmare la suprafață are loc o ridicare a nivelelor energetice în raport cu nivelul Fermi (fig. 4.18*b*); fiind dat că starea de suprafață este fixată prin forțe atomice poziția ei nu este influențată de macropotențialul creat de sarcina spațială astfel încît starea de suprafață se deplasează odată cu limitele zonelor energetice. În cazul introducerii unei stări de suprafață donoare pe suprafață se va forma o sarcină pozitivă iar în imediata apropiere ia naștere un strat de sarcină spațială negativă. La suprafață va avea loc o coborîre a nivelelor energetice în raport cu nivelul Fermi (fig. 4.18*c*).

După prezentarea principiului de acțiune a stărilor de suprafață considerăm cazul real cînd densitatea stărilor de suprafață este suficient de mare pentru a influența esențial forma zonelor energetice în apropierea suprafeței. Pentru un semiconductor de tip N stările de suprafață donoare produc o mărire a densității purtătorilor majoritari pe suprafață, formînd un *strat de acumulare* (fig. 4.19 *a*), fapt echivalent cu formarea unei joncțiuni NN^+. Prin introducerea de stări acceptoare pe suprafață are loc o micșorare a densității purtătorilor majoritari; mai mult este posibil ca stările de suprafață să capteze electroni din zona de venţă dînd naștere la goluri libere în zona de valență. Dacă densitatea stărilor de suprafață este foarte mare este posibilă realizarea inegalității $p_n > n_n$, astfel la suprafață se formează un *strat de inversiune*, (fig. 4.19 *b*) fapt echivalent cu apariția unei joncțiuni NP.

În cazul semiconductorului de tip P introducerea stărilor de suprafață acceptoare produce o sărăcire în electroni, deci mărirea densității purtătorilor majoritari; se formează un strat de acumulare, fapt echivalent cu apariția unei joncțiuni PP^+ (fig. 4.19 *c*). Prin introducerea de stări donoare are loc o creștere a densității electronilor pe suprafață; dacă densitatea stărilor de suprafață este foarte mare este posibil ca numărul electronilor din zona de conducție să devină mai maré decît numărul golurilor din zona de valență $n_p > p_p$. Se formează un strat de inversiune (fig. 4.19 *d*) care este echivalent cu o joncțiune PN.

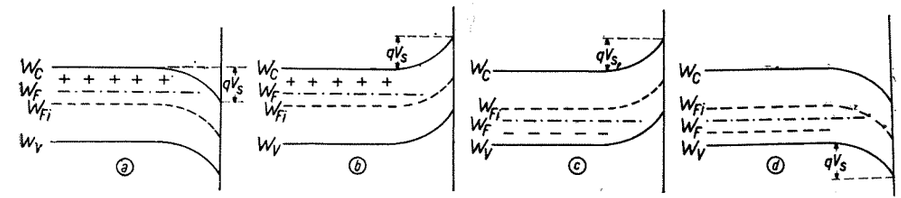


Fig. 4.19

Joncțiunea PN obișnuită este puternic influențată de către straturile de inversiune în sensul că valoarea curentului de saturație j_s depinde de numărul stărilor de suprafață, care la rîndul lor sînt funcție de starea suprafeței de atmosferă etc. Prezența stărilor de suprafață cauzează procese de recombinare de suprafață care micșorează timpul de viață al purtătorilor și lungimea de difuzie, mărind curentul prin joncțiune.

IV.5.2. Contact metal-metal *(MM)*

Înainte de a studia procesele ce au loc la contactul metal-semiconductor (*MS*) ne oprim pe scurt asupra contactului dintre metale.

Presupunem două metale diferite avînd nivelele Fermi W_{F1}, W_{F2} și funcțiile de lucru $W_{\Phi 1}$, $W_{\Phi 2}$; dacă temperatura este foarte scăzută $T \simeq 0°K$

majoritatea electronilor se găsesc sub nivelul Fermi (fig. 4.20 *a*). Efectuînd contactul, după un scurt proces tranzitoriu, sistemul format din cele două metale se stabileşte în echilibru termodinamic (în absenţa unor forţe externe). Echilibrul termodinamic, caracterizat prin continuitatea nivelelor Fermi în cele două medii (fig. 4.20 *b*), se realizează prin scurgerea electronilor din M_1 în M_2, întrucît electronii de pe nivelele superioare din M_1 vor găsi în M_2 nivele libere de energie mai mică. În urma acestui proces în M_1 se creează un deficit de electroni iar în M_2 un surplus de electroni, astfel între cele două metale ia naştere o diferenţă de potenţial numită de obicei *potenţial de contact*, avînd „+" pe metalul cu funcţia de lucru mai mică.

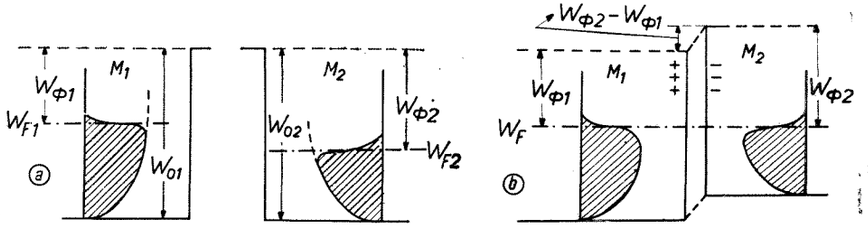


Fig. 4.20

Valoarea potenţialului de contact este dată de diferenţa funcţiilor de lucru

$$V_{12} = (W_{\Phi 2} - W_{\Phi 1})/q. \tag{4.127}$$

Potenţialul V_{12} are valori cuprinse între $0{,}5 \div 3$ V; sînt posibile şi cazuri cînd $V_{12} = 0$. Şi la contactul dintre două metale se formează o regiune de trecere care are însă dimensiuni foarte mici $l \simeq 10^{-8}$ cm, fapt pentru care se foloseşte expresia de strat dublu electric.

IV.5.3. Contact metal-semiconductor *(MS)*

Procesele din regiunea de trecere şi valoarea potenţialului de difuzie (contact) ce ia naştere la contactul *MS* sînt determinate de doi factori: a) diferenţa dintre funcţiile de lucru termoelectronice ale metalului şi semiconductorului; b) existenţa stărilor de suprafaţă în semiconductor. Deşi aceşti doi factori acţionează concomitent pentru simplitatea expunerii vom considera cazurile limită cînd acţionează fie primul factor fie al doilea.

Luînd în considerare numai diferenţa dintre funcţiile de lucru, contactul ideal dintre metal şi un semiconductor de tip *N* (MS_N) este arătat în figura 4.21.

Înainte de a efectua contactul, nivelul Fermi din semiconductor este mai ridicat decît în metal şi $W_{\Phi M} > W_{\Phi S}$. Efectuînd contactul o parte din electronii din zona de conducţie trec în metal unde găsesc nivele energetice libere de energie mai mică. Plecarea electronilor lasă ioni donori nesatisfăcuţi electric, care formează o sarcină spaţială pozitivă în apropie-

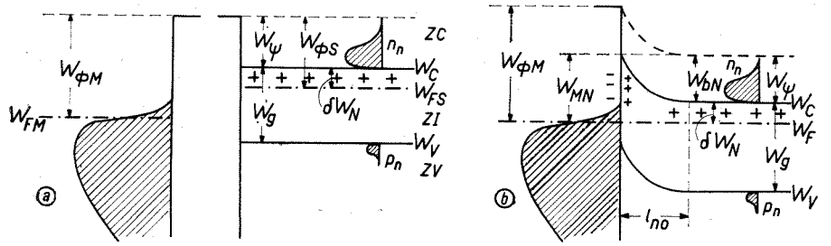


Fig. 4.21

rea suprafeţei de contact; totodată electronii sosiţi în metal sînt reţinuţi în apropierea suprafeţei de contact de către sarcina pozitivă din semiconductor. În felul acesta, treptat se formează o barieră energetică W_{bN} care împiedică trecerea în continuare a electronilor din S_N în M. La echilibru termodinamic nivelele Fermi au aceeaşi valoare în ambele medii (fig. 4.21*b*); presupunînd că nivelul Fermi din metal rămîne aproximativ acelaşi, în semiconductor nivelul Fermi a coborît cu o cantitate egală cu diferenţa dintre funcţiile de lucru astfel că bariera energetică pentru electronii din semiconductor este

$$W_{bN} = q\,V_{bN} = W_{\Phi M} - W_{\Phi S}, \tag{4.128}$$

unde V_{bN} este potenţialul de difuzie (contact) fixat cu „+" pe semiconductor. Uneori se ia în consideraţie bariera energetică pentru electronii din metal

$$W_{MN} = W_{bN} + \delta W_N = W_{\Phi M} - W_\Psi, \tag{4.129}$$

care reprezintă diferenţa dintre funcţia de lucru a metalului şi afinitatea electronică a semiconductorului.

Avînd în vedere concentraţia mică a purtătorilor din semiconductor regiunea de trecere se întinde numai în semiconductor pe distanţa l_{n0} în limitele căreia potenţialul de difuzie variază cu distanţa în conformitate cu ecuaţia Poisson.

Considerînd că în volumul semiconductorului concentraţia electronilor este egală cu N_D, în regiunea de trecere concentraţia electronilor variază după o lege exponenţială.

Datorită formării barierei energetice contactul MS_N cu $W_{\Phi M} > W_{\Phi S}$ are proprietăţi de redresare; tensiunea de polarizare directă se conectează cu „+" pe metal.

Din figura 4.21 *b* se observă că în regiunea de trecere marginea superioară a zonei de valenţă se apropie foarte mult de nivelul Fermi fapt ce favorizează generarea pe cale termică a golurilor în zona de valenţă. În felul acesta contactul MS_N poate fi considerat ca o joncţiune P^+N (în unele cazuri PN), deci metalul injectează goluri în semiconductor; la aplicarea tensiunii externe curentul prin contact va avea o componentă electronică dominantă şi una de goluri de valoare mai mică.

În cazul contactului dintre metal şi un semiconductor de tip P (MS_P) se pot obţine proprietăţi de redresare dacă $W_{\Phi M} < W_{\Phi S}$ (fig. 4.22).

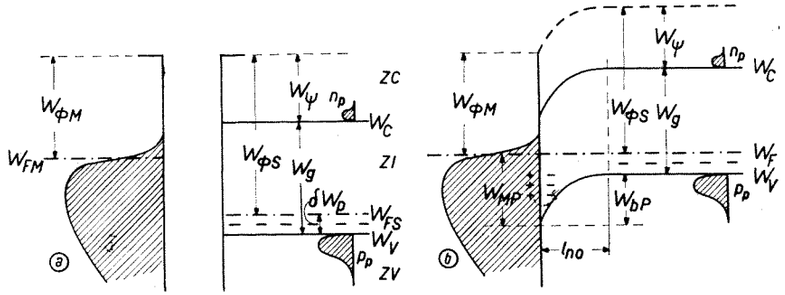


Fig. 4.22

După efectuarea contactului, echilibrul termodinamic se realizează prin trecerea golurilor din semiconductor în metal şi a electronilor din metal în semiconductor.

Potenţialul de difuzie, fixat cu „+" pe metal se determină din expresia

$$W_{bP} = qV_{bP} = W_{\Phi S} - W_{\Phi M}. \tag{4.130}$$

Din fig. 4.22 *b* se observă că bariera energetică pentru golurile din metal W_{MP} este

$$W_{MP} = W_g - (W_{\Phi M} - W_\Psi). \tag{4.131}$$

Însumînd (4.129) cu (4.131) se obţine

$$W_{MN} + W_{MP} = W_g, \tag{4.132}$$

adică pentru un semiconductor dat, dopat diferit şi orice metal de contact, suma barierelor energetice văzute dinspre metal este constantă. Bariera energetică ce se formează la contactul metal-semiconductor (W_{bN}, W_{bP}) poartă numele de *barieră Schottky*.

Aplicarea unei tensiunii externe modifică valoarea barierei energetice şi lărgimea regiunii de trecere. Considerăm un contact MS_N. În cazul polarizării inverse (fig. 4.23 *a*) bariera de potenţial creşte devenind $V = V_{bN} + V_i$ iar regiunea de trecere se lărgeşte. Electronii nu pot trece din semiconductor în metal în schimb golurile (purtătorii minoritari) pot trece fără opoziţie în metal unde se recombină cu electroni; astfel se explică gradientul pozitiv de concentraţie al golurilor. Prin contact trece un curent invers dat de purtătorii minoritari (la temperaturi ridicate anumiţi electroni din metal vor trece în semiconductor). În cazul polarizării directe (fig. 4.23 *b*) bariera de potenţial se micşorează devenind $V = V_{bN} - V_A$ iar regiunea de trecere se îngustează. Electronii din semiconductor trec în metal dînd naştere unui curent direct important care depinde aproxi-

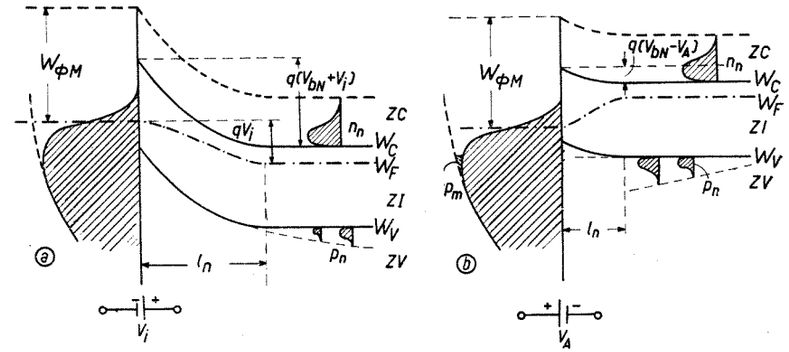


Fig. 4.23

mativ exponenţial de tensiunea aplicată. În acelaşi timp există posibilitatea ca golurile p_m din metal, situate sub bariera energetică, să treacă în semiconductor unde datorită recombinării se creează un gradient de concentraţie negativ. Pentru compensarea sarcinii acestor goluri în regiunea de trecere vor sosi electroni din volumul semiconductorului astfel prin contact va trece un extracurent datorat injecţiei purtătorilor minoritari (golurilor).

Considerînd că pe contactul MS_N este aplicată o tensiune externă V, putem calcula elementele regiunii de trecere asimilînd contactul MS_N cu o joncţiune PN puternic asimetrică (P^+N). Ţinînd seama de relaţiile (4.48), (4.57), (4.58) şi (4.60) putem scrie

$$l_{n0} = \left[\frac{2\varepsilon_s V_{bN}}{qN_D}\right]^{1/2}; \quad l_n = \left[\frac{2\varepsilon_s (V_{bN} - V)}{qN_D}\right]^{1/2}, \tag{4.133}$$

$$Q = ql_n N_D = [2q\varepsilon_s N_D (V_{bN} - V)]^{1/2}, \tag{4.134}$$

$$C = S\left[\frac{q\varepsilon_s N_D}{2(V_{bN} - V)}\right]^{1/2}. \tag{4.135}$$

Acum vom lua în considerație al doilea caz limită, cînd procesele în regiunea de contact sînt determinate numai de stările de suprafață.

Din relațiile (4.128) și (4.130) rezultă că potențialul de difuzie la contactul MS este determinat de funcția de lucru a metalului, afinitatea electronică și conductivitatea semiconductorului (poziția nivelului Fermi). Experiența a arătat însă că în majoritatea cazurilor din practică pentru Ge, Si, GaAs valoarea lui V_b nu depinde de natura metalului de contact și conductivitatea semiconductorului decît în mică măsură. Pentru explicarea faptelor experimentale Bardeen a presupus că pe suprafața semiconductorului sînt localizate stări de suprafață în interiorul zonei interzise. Considerăm contactul MS_N în prezența stărilor de suprafață de densitate mare. Înainte de a efectua contactul stările de suprafață (acceptoare) se află în echilibru termodinamic cu volumul semiconductorului, fapt ce presupune că stările sînt ocupate pînă la nivelul W_{FS} (fig. 4.24 *a*).

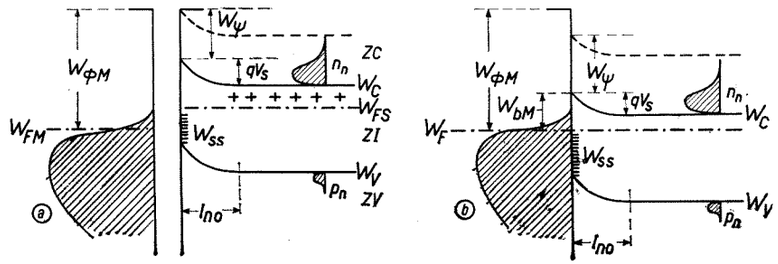


Fig. 4.24

Punînd în contact cele două medii, datorită trecerii electronilor din semiconductor în metal, nivelul W_{FS} va coborî cu o cantitate egală cu diferența dintre funcțiile de lucru și se formează o regiune de trecere la bornele căreia apare potențialul de difuzie. Dacă densitatea stărilor de suprafață este suficient de mare pentru a prelua sarcinile suplimentare ce apar la suprafața de separație în timpul procesului de stabilire a echilibrului termodinamic, și acesta fără alterarea apreciabilă a nivelului de ocupare W_{FS}, atunci sarcina spațială din semiconductor rămîne neschimbată (fig. 4.24 *b*). Prin urmare valoarea barierei energetice qV_S este determinată de proprietățile de suprafață ale semiconductorului și nu depinde de funcția de lucru a metalului.

Raționamente analoage se pot face pentru contactul MS_P cu stări de suprafață donoare etc.

Este evident că stările de suprafață pot schimba esențial valoarea și forma barierei energetice. De exemplu presupunînd că în figura 4.24*a* stările de suprafață ar fi donoare (vezi fig. 4.19 *a*), forma barierei energetice ar fi cu totul alta decît cea arătată în figura 4.24 *b*.

IV.5.4. Contacte ohmice

Contactul metal-semiconductor fără proprietăți de redresare și care nu schimbă apreciabil concentrațiile de echilibru ale purtătorilor din semiconductor se numește contact ohmic; astfel de contact se întîlnesc în toate dispozitivele semiconductoare și servesc pentru fixarea bornelor de ieșire.

Teoretic, contacte fără efect de redresare se pot realiza în două cazuri: contact MS_N cu $W_{\Phi M} < W_{\Phi S}$ și contact MS_P cu $W_{\Phi M} > W_{\Phi S}$; în aceste cazuri la suprafața de separație crește densitatea purtătorilor majoritari.

Modelul zonal pentru conactul ideal MS_N cu $W_{\Phi M} < W_{\Phi S}$ este arătat în figura 4.25.

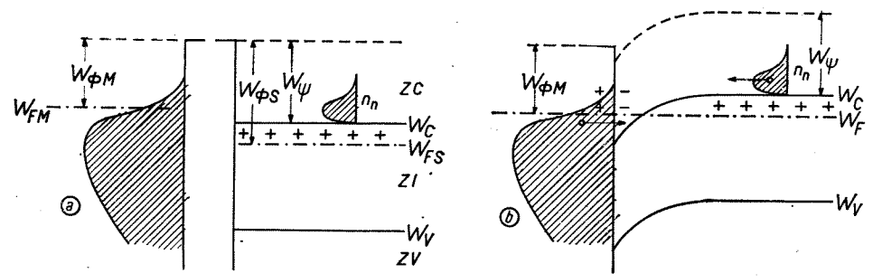


Fig. 4.25

Deși în regiunea de trecere, în timpul stabilirii echilibrului termodinamic, poate avea loc o anumită acumulare de sarcină, spre deosebire de figura 4.21 *b* aici nu se formează o barieră energetică pentru electroni și aceștia pot circula liberi dintr-un mediu în celălalt fără consum de energie.

Dacă pe contact se aplică o tensiune externă de o polaritate sau alta (fig. 4.26) curentul ce trece prin contact se supune legii lui Ohm. Fiind dat că nu există barieră de potențial tensiunea externă cade pe rezistența ohmică a semiconductorului, fapt ce explică înclinarea zonelor energetice în volumul semiconductorului.

Practica a arătat că dacă nu se iau precauții speciale în timpul prelucrării suprafeței de contact a semiconductorului, nu se pot realiza contacte fără efect de redresare în cele două cazuri ideale arătate mai sus. Se datorește acest fapt stărilor de suprafață care formează de obicei straturi de inversiune la suprafața semiconductorului; stratul de inversiune se comportă ca o joncțiune PN locală, deci are proprietăți de redresare.

Un contact ohmic ideal trebuie să satisfacă două condiții: să nu schimbe impedanța (rezistența) sistemului în care este utilizat și să nu influențeze apreciabil concentrațiile de echilibru ale purtătorilor din semiconductor adică să nu fie injectați purtători minoritari din metal în semiconductor. Satisfăcînd aceste condiții contactul ohmic are o carac-

teristică voltamperică simetrică şi liniară. Simetria caracteristicii se realizează prin înlăturarea barierei energetice a regiunii de trecere iar liniaritatea se poate asigura dacă la contact viteza de recombinare este foarte mare (practic infinită). Este ştiut că dacă la o joncţiune PN clasică vi-

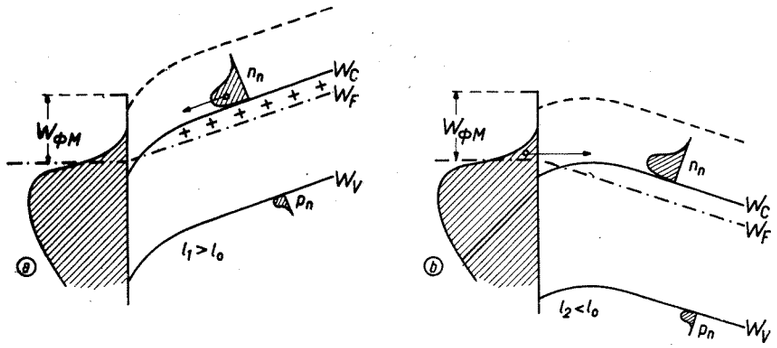


Fig. 4.26

teza de recombinare în regiunea de trecere este foarte mare, la bornele regiunii nu se formează bariera energetică iar joncţiunea se comportă ca o regiune de rezistenţă ridicată fără proprietăţi de redresare.

Pentru obţinerea contactelor ohmice apropiate de cele ideale se aleg cuplurile metal-semiconductor cu slabe proprietăţi de redresare (metalul constă din aliaje adecvate iar semiconductorul suferă prelucrări de suprafaţă astfel încît stratul de inversiune să aibă densităţi mici de sarcină) iar semiconductorul se dopează foarte puternic în apropierea cotactului. Se obţin astfel contacte MS_{N+N} sau MS_{P+P}.

În figura 4.27 sînt arătate două tipuri de contacte ohmice. Mărind foarte mult numărul centrilor de recombinare (prin introducerea stărilor de

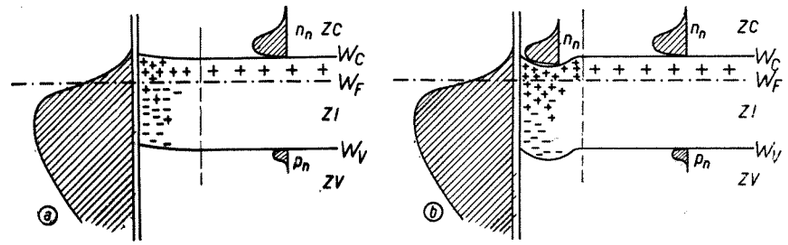


Fig. 4.27

suprafaţă adecvate, dislocaţii, centre de impurităţi chimice etc.) este posibil ca în apropierea sudurii semiconductorul să capete proprietăţi metalice, adică zona interzisă încetează să mai existe (fig. 4.27 *a*). Datorită densi-

tăţii mari a centrelor de recombinare se micşorează foarte mult timpul de viaţă şi lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari, astfel că în regiunea de trecere echilibrul termodinamic se poate realiza fără apariţia barierei energetice. În figura 4.27 *b* este arătat un contact ohmic în care semiconductorul este mai puternic dopat în apropierea regiunii de sudură (contact MS_{N+N}).

În regiunea N^+ semiconductorul prezintă o conductivitate de tip metalic, astfel că la o „polarizare directă" metalul nu poate injecta purtători minoritari în exces în volumul semiconductorului, aşa cum se întîmplă la contactul MS_N ideal din figura 4.23*b*. De asemenea mărirea concentraţiei donorilor depărtează zona de valenţă de nivelul Fermi micşorînd concentraţia golurilor la suprafaţă iar în timpul „polarizării inverse" curentul de goluri injectat din semiconductor în metal este neglijabil.

Contactele ohmice pentru Ge şi Si se realizează din aliajul Au—Sb (0,1% Sb); pentru GaAs se folosesc aliajele In—Ni, In—Au, Ni—Sn.

IV.5.5. Expresia curentului prin contactul MS

Curentul prin contactul MS este datorat purtătorilor majoritari. Avînd în vedere multitudinea factorilor ce pot acţiona asupra valorii barierei energetice şi a proceselor din regiunea de trecere (inclusiv procesele de suprafaţă) deducerea unei expresii exacte a curentului constituie o problemă extrem de dificilă.

Au fost încercate mai multe aproximări ale căror rezultate le expunem pe scurt.

a) Teoria emisiei termoelectronice [20]

În cadrul acestei teorii se fac următoarele ipoteze simplificatoare: 1) bariera energetică $W_{bN} \gg kT$; 2) se neglijează interacţiunile electronilor din regiunea de trecere; 3) se neglijează acţiunea forţelor imagine şi reflexiile cuantice ale electronilor. În felul acesta curentul depinde numai de înălţimea barierei; de asemenea trebuie precizat că electronii pot circula în ambele sensuri.

Se presupune un contact MS_N; aplicînd o tensiune externă directă V („+" pe metal şi „—" pe semiconductor) înălţimea barierei energetice se micşorează prin efect Schottky şi densitatea curentului format de electronii ce trec din semiconductor în metal este dat de legea clasică a lui Richardson-Dushman (2.39)

$$j_{sm} = A T^2 e^{-W_{bN}/kT} \cdot e^{qV/kT}, \tag{4.136}$$

unde A este constantă universală Richardson ($A = 120$ A cm^{-2} grad^{-2}).

Pentru electronii care circulă din metal în semiconductor bariera energetică W_{bN} nu este influenţată de tensiunea externă deci

$$j_{ms} = (j_{sm})_{V=0} = \mathrm{A}T^2\, \mathrm{e}^{-W_{bN}/kT}. \tag{4.137}$$

Curentul total reprezintă suma celor doi curenţi

$$j_n = \mathrm{A}T^2\, \mathrm{e}^{-W_{bN}/kT}\,(\mathrm{e}^{qV/kT} - 1) = j_s\,(\mathrm{e}^{qV/kT} - 1). \tag{4.138}$$

Relaţia (4.138) este analogă cu ecuaţia diodei ideale a lui Shockley (4.19).

b) Teoria difuziei izotermice [21]

În cadrul acestei teorii se fac următoarele presupuneri simplificatoare: 1) $W_{bN} \gg kT$; 2) în punctele $x = 0$, $x = l_n$ concentraţiile purtătorilor îşi păstrează valorile de echilibru termodinamic nefiind afectate de trecerea curentului; 3) în interiorul regiunii de trecere electronii interacţionează cu centrele de recombinare; 4) gazul electronic din semiconductor este nedegenerat.

Se obţine următoarea expresie a densităţii curentului

$$j_n = j_{sD}\,(\mathrm{e}^{qV/kT} - 1), \tag{4.139}$$

unde

$$j_{SD} = \frac{qD_n N_c}{V_T}\left[\frac{8\pi q N_D}{\varepsilon_s}(V_{bN} - V)\right]^{1/2} \mathrm{e}^{-W_{bN}/kT}. \tag{4.140}$$

c) Teoria hibridă [22]

Este o teorie completă care reprezintă sinteza primelor două teorii; ea ţine seama de viteza de recombinare termică apropierea suprafeţei de separaţie, de interacţiunile fotonice şi fononice ale electronilor, de reflexiile cuantice ale electronilor şi de existenţa forţei imagine.

Variaţia energiei potenţiale a electronilor în regiunea de contact este asemănătoare cu cea din figura 2.6 *b*.

Se obţin următoarele expresii

$$j = j_{SDT}\,(\mathrm{e}^{qV/kT} - 1), \tag{4.141}$$

$$j_{SDT} = \mathrm{A}_1 T^2\, \mathrm{e}^{-W_{bN}/kT}, \tag{4.142}$$

unde

$$\mathrm{A}_1 = \frac{f_p f_Q \mathrm{A}}{1 + f_p f_Q v_D/v_R} \tag{4.143}$$

reprezintă constanta Richardson efectivă.

În formula (4.144): v_R reprezintă viteza de recombinare termică a electronilor în apropierea suprafeţei de separaţie; v_D este viteza de derivă a electronilor sub influenţa cîmpului din regiunea de trecere ($v_D = \mu_n E$); f_p reprezintă probabilitatea de emisie termoelectronică peste bariera energetică cînd se iau în consideraţie interacţiunile fotonice şi fononice ale electronilor; f_Q este un factor ce ţine seama de reflexiile cuantice ale electronilor la bariera energetică şi de emisia prin efect tunel.

IV. 6. Consideraţii asupra dispozitivelor semiconductoare cu două borne

Joncţiunea *PN* şi contactul *MS* constituie elementul principal al dispozitivelor semiconductoare cu două borne care în funcţie de profilul dopării, concentraţia impurităţilor, geometria dispozitivului şi tensiunea aplicată, pot efectua diferite funcţii. Prezentăm pe scurt aceste funcţii urmînd ca în paragrafele următoare ale capitolului să fie tratate mai pe larg cîteva tipuri particulare de diode. Alte tipuri de diode, de construcţie specială vor fi tratate în capitolul VI.

1) *Diode de redresare.* Aceste diode sînt constituite din joncţiuni *PN* şi contacte *MS* clasice, care prezintă rezistenţe mici la polarizări directe şi rezistenţe mari la polarizări inverse. În exemplarele destinate să funcţioneze la frecvenţe înalte se iau măsuri de micşorare a timpului de viaţă al purtătorilor minoritari în scopul micşorării sarcinii stocate de purtătorii minoritari în exces.

2) *Diode varactor.* În aceste diode capacitatea (în unele cazuri şi inductanţa) regiunii de trecere poate fi variată în limite largi cu ajutorul tensiunilor de polarizare. Diodele varactor se utilizează la acordul automat al frecvenţei, în schemele de mixare, detecţie, modulaţie de frecvenţă şi amplificare parametrică.

3) *Diode tunel.* În cazul concentraţiilor foarte mari ale impurităţilor în regiunile *P* şi *N* are loc degenerarea semiconductorului: nivelul W_{FP} se situează în interiorul zonei de valenţă iar nivelul W_{FN} se situează în interiorul zonei de conducţie. În aceste condiţii la echilibru termodinamic şi polarizări directe nu prea mari are loc *suprapunerea zonelor* ($W_{VP} > W_{CN}$) făcînd posibilă trecerea purtătorilor dintr-o regiune în alta prin efect tunel. Particularitatea diodelor tunel constă în faptul că prezintă o caracteristică voltamperică de tip dinatron, avînd o porţiune de pantă negativă.

4) *Diode de referinţă* (stabilizatoare de tensiune). Aceste diode sînt constituite din joncţiuni *PN* cu concentraţii relativ mari ale impurităţilor, ce funcţionează în regim de polarizare inversă cu tensiuni mai mari decît cea de străpungere electrică. După străpungere dioda are o rezistenţă dinamică foarte mică iar tensiunea la bornele sale rămîne aproximativ constantă.

5) *Diodele de comutare* pot fi constituite din joncțiuni *PN* și contacte *MS* care au timpi de comutare directă, de stocare și de comutare inversă (cădere) foarte mici. În acest scop se introduc centre de impurități care micșorează timpul de viață al purtătorilor minoritari. Calități deosebite prezintă diodele *MS* (Schottky) în care curentul este dat de purtătorii majoritari iar sarcina stocată de purtătorii minoritari este neglijabilă.

6) *Diodele PIN* sînt constituite din două regiuni dopate diferit, separate printr-o regiune foarte slab dopată a cărei conductivitate este aproximativ egală cu a semiconductorului intrinsec. Datorită regiunii intrinseci capacitatea regiunii de trecere este relativ mică și rămîne constantă cînd tensiunea externă variază în limite largi. Aceste diode se utilizează în circuitele de frecvență foarte înaltă.

7) *Diode cu acumulare de sarcină.* În diodele cu acumulare de sarcină se urmărește mărirea sarcinii stocate în timpul conducției directe. Aceste condiții pot fi realizate prin utilizarea de materiale cu timpul de viață al purtătorilor minoritari mare (de ex. Si) și prin alegerea unui profil adecvat al concentrațiilor impurităților care să nu permită difuzia purtătorilor minoritari prea departe de regiunea de trecere. Diodele cu acumulare de sarcină se utilizează în schemele de multiplicare a frecvenței și schemele de formare a impulsurilor.

8) *Diodele MIS* (*metal-izolator-semiconductor*) reprezintă o categorie specială de contacte *MS* la care între metal și semiconductor se interpune un strat subțire de izolator (oxid). Această structură permite realizarea unor dispozitive cu proprietăți deosebite: varactori cu coeficient de acoperire k mare ($k = C_{max}/C_{min}$), dioda cu rezistență negativă, diode cu viteză mare de comutare.

9) *Diode IMPATT.* Funcționarea acestor diode se bazează pe ionizarea de impact și pe timpul de tranzit al purtătorilor. Principala lor proprietate este aceea că la frecvențe foarte înalte prezintă o rezistență negativă; la fel ca și în *diodele cu vid* cînd timpul de tranzit al purtătorilor de sarcină devine comparabil cu perioada oscilațiilor de înaltă frecvență dioda IMPATT prezintă o rezistență negativă pentru circuitul exterior.

10) *Dispozitive semiconductoare fotoelectronice și optoelectronice.* În sens larg, în această categorie intră toate dispozitivele semiconductoare care transformă energia luminoasă în semnal electric (fotocelule solare, fotoconductori, fotodiode, detectori de particule cu semiconductori) și viceversa (dispozitive semiconductoare electroluminiscente, diode fotoemisive tranzistori optici, laseri cu semiconductori).

11) *Diode Gunn.* Funcționarea acestor dispozitive se bazează pe existența la anumiți semiconductori a *rezistenței diferențiale negative* de volum cînd intensitatea cîmpului electric depășește o anumită valoare. Prin urmare aici nu există o joncțiune *PN* propriu-zisă. Rezistența negativă de volum face posibilă apariția straturilor de acumulare și de rarefiere (domenii) care se propagă în eșantion de la catod spre anod.

IV.7. Diode PIN

Spre deosebire de joncțiunea PN abruptă ideală, dioda PIN este formată din trei regiuni (fig. 4.28 *a*): regiunile *P* și *N* sînt separate printr-un strat intrinsec numit „regiune intrinsecă". În dioda PIN ideală și simetrică concentrațiile din regiunile *P* și *N* sînt constante și egale iar în regiunea *I* concentrația impurităților este zero; în realitate regiunea *I* conține în procentaje foarte mici fie impurități acceptoare (regiune π) fie impurități donoare (regiunea ν). Fiind dat că în practică nu se pot realiza profile abrupte de dopare concentrațiile impurităților variază conform liniei punctate din figura 4.28 *b*.

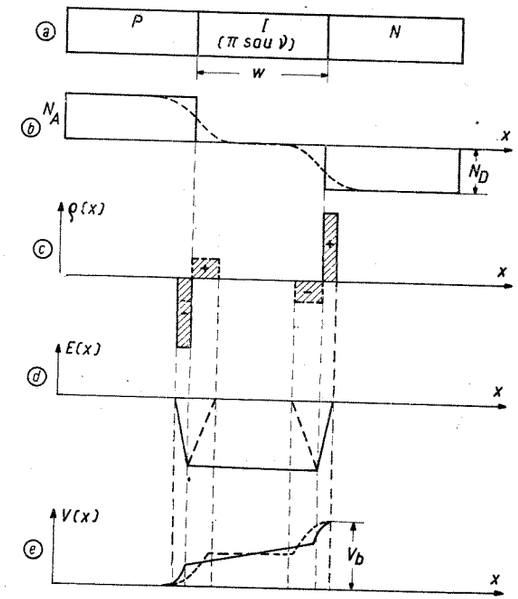


Fig. 4.28

Considerînd că lărgimea stratului *I* este foarte mică în raport cu L_p, L_n se pot neglija procesele de recombinare din această regiune. În această presupunere variațiile mărimilor $\rho_{(x)}$, $E_{(x)}$ și $V_{(x)}$ sînt cele arătate în figura 4.28 *c,d,e*; prin urmare dioda PIN poate fi asimilată cu o diodă clasică PN la care regiunea de trecere are o lărgime mai mare. Datorită gradului mic de dopare a regiunii *I*, o bună parte din potențialul de difuzie cade pe această regiune; de asemenea în cazul aplicării unei tensiunii ex-

terne inverse o bună parte din această tensiune cade pe regiunea I, prin urmare diodele PIN pot funcţiona cu tensiuni inverse mari fără pericol de străpungere.

Dacă lărgimea regiunii I este comparabilă cu L_p, L_n atunci sarcinile spaţiale ale joncţiunilor PI şi IN nu se întind pe întreaga lărgime w, dioda va avea două regiuni de trecere distincte separate printr-o regiune neutră de rezistenţă mare; în acest caz cîmpul şi potenţialul de difuzie variază conform liniilor punctate din figura 4.28 *d*, *e*.

După cum rezultă din modelul zonal la echilibru termodinamic (fig. 4.29 *a*) joncţiunea PIN poate fi asimilată cu două joncţiuni conectate în serie, separate printr-un strat de rezistenţă mare; aplicarea unei tensiuni inverse măreşte bariera energetică totală, lucru ce se traduce prin accentuarea înclinării zonale energetice din figura 4.29 *a*.

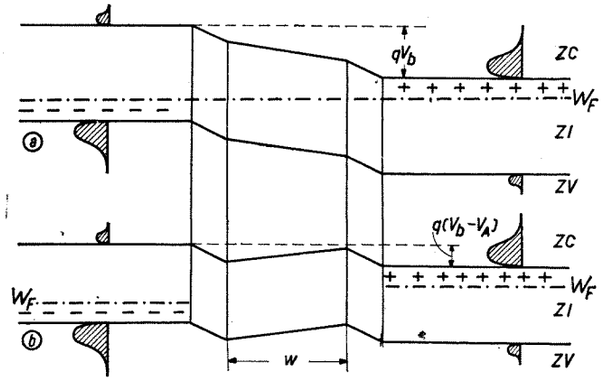


Fig. 4.29

Datorită faptului că în regiunea I concentraţia impurităţilor este foarte mică, se poate aproxima că în această regiune nu se acumulează sarcini electrice; sarcina spaţială este localizată la marginile regiunilor P şi N (fig. 4.28 *c*) iar capacitatea regiunii de trecere este

$$C \simeq \frac{\varepsilon_s S}{w}. \tag{4.144}$$

O proprietate deosebită a diodei PIN este aceea că capacitatea regiunii de trecere rămîne aproximativ constantă pentru variaţii mari ale tensiunii inverse; într-adevăr creşterea tensiunii V_{inv} cauzează variaţii foarte mici ale lărgimii regiunii de trecere în regiunile P şi N iar capacitatea va prezenta scăderi neînsemnate. Avînd în vedere că rezistenţa diodei PIN polarizată invers este foarte mare capacitatea are un factor de pierderi mic. Totodată diodele PIN au tensiuni de străpungere foarte mari. Considerăm o diodă cu Si avînd $w = 50$ μm; fiind dat că pentru Si intrinsec $E_{ms} \simeq 2 \cdot 10^5$ V/cm rezultă $V_s = w E_{ms} = 1000$ V.

Aplicînd o tensiune directă prin diodă va circula curentul direct

$$I_d = I_s (e^{V_A/mV_T} - 1), \tag{4.145}$$

unde $m = 1 \div 2$ ($m = 1$ cînd $w \ll L_p$, L_n şi pot fi neglijate procesele de recombinare; $m = 2$ cînd $w \simeq L_p$, L_n şi recombinarea purtătorilor minoritari joacă un rol important). La nivele mari de injecţie rezistenţa regiunii intrinseci scade foarte mult totuşi, datorită curenţilor mari pe regiunea I are loc o cădere de tensiune care deformează zonele energetice (fig. 4.29 *b*).

În general rezistenţa regiunii I variază invers proporţională cu amplitudinea curentului direct $R_i = w/\sigma S = K_0/I_d$ unde K_0 este o constantă; prin urmare dioda PIN polarizată direct poate fi utilizată ca rezistenţă variabilă.

Datorită proprietăţilor deosebite arătate mai sus diodele PIN se utilizează ca modulatoare şi comutatoare în microunde. Fiind conectată în paralel cu linia de transmisie dioda PIN poate juca rolul de comutator de canal: fiind polarizată invers dioda prezintă o capacitate constantă (de ordinul pF) cu factor de pierderi mic; fiind polarizată direct constituie un scurtcircuit pentru linie producînd reflexia totală a semnalelor. În regim de modulator dioda este polarizată direct de către o tensiune continuă peste care se suprapune semnalul variabil de modulaţie; variaţia rezistenţei regiunii I produce modulaţie în amplitudine a semnalelor ce se propagă pe linie (prin variaţia coeficientului de reflexie). De asemenea datorită faptului că rezistenţa totală a dispozitivului variază aproximativ liniar cu curentul, dioda PIN se poate utiliza ca atenuator variabil. Limita de frecvenţă a diodelor PIN este de ordinul gigaherţilor.

Metodele cele mai răspîndite de fabricare a diodelor PIN sînt creşterea epitaxială şi difuzia într-un eşantion de semiconductor intrinsec.

IV.8. Diode varactor

În IV.2 au fost deduse relaţiile de bază pentru joncţiunea PN: lărgimea regiunii de trecere, sarcina stocată, dependenţa capacităţii de tensiunea aplicată. Capacitatea poate fi continuu variată cu ajutorul tensiunii externe (4.60) deci dioda poate fi asimilată cu un condensator variabil. Pentru a micşora factorul de pierderi este necesar ca rezistenţa paralelă să fie foarte mare, de unde rezultă că dioda varactor (*var*iable r*eactor*) funcţionează numai cu polarizări inverse.

Schema echivalentă exactă a unei diode varactor este arătată în figura 4.30 *a* şi conţine : rezistenţa serie r_s, datorată rezistenţei de volum a materialului şi contactelor ohmice, capacitatea joncţiunii C şi rezistenţa paralel R datorată fenomenelor de generare-recombinare, difuziei purtătorilor minoritari şi scurgerilor de suprafaţă.

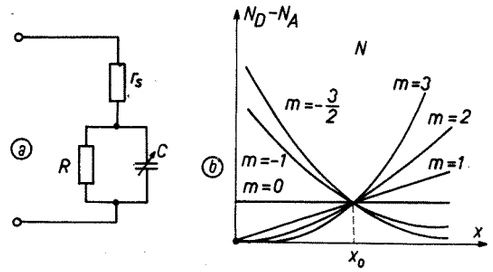


Fig. 4.30

Relaţiile deduse în IV.2 pot fi generalizate pentru diferite profile ale concentraţiilor impurităţilor. Astfel relaţia (4.38) se pune sub forma generală [23]

$$\frac{\mathrm{d}^2 V}{\mathrm{d}x^2} = -qN/\varepsilon_s, \tag{4.146}$$

unde pentru o joncţiune puternic asimetrică

$$N = Bx^m. \tag{4.147}$$

Pentru $m = 0$ avem joncţiunea abruptă ideală şi asimetrică (fig. 4.30*b*); pentru $m = 1$ avem o creştere liniară a concentraţiei în regiunea N; pentru $m < 0$ se obţin joncţiuni *hiperabrupte* care se realizează de obicei prin creşterea epitaxială.

Integrînd ecuaţia (4.146) cu condiţiile la limită $V_{(0)} = 0$, $V_{(l_n)} = V_b + V_i$ se obţine

$$l_n = \left[\frac{\varepsilon_s (m+2)(V_b + V_i)}{qB}\right]^{1/(m+2)}, \tag{4.148}$$

$$C = \left[\frac{qB\,\varepsilon_s^{m+1}}{(m+2)(V_b + V_i)}\right]^{1/(m+2)} = A_{01}(V_b + V_i)^{-1/(m+2)}. \tag{4.149}$$

Punînd în (4.149) $m = 0$ se regăseşte (4.60), punînd $m = 1$ se regăseşte (4.82). Un caz foarte interesant este $m = -3/2$ întrucît frecvenţa

de rezonanţă a circuitului oscilant variază liniar cu tensiunea de polarizare

$$f = K_1/C^{1/2} = K_2(V_b + V_i), \tag{4.150}$$

unde K_1, K_2 sînt constante.

Eficienţa diodei varactor se exprimă cu ajutorul factorului de calitate Q care reprezintă raportul dintre puterea reactivă şi puterea activă din circuitul echivalent (raportul dintre partea imaginară şi partea reală a impedanţei totale). Ţinînd cont că $r_s \ll R$ din figura 4.30 *b* rezultă

$$Q \simeq \frac{\omega CR}{(1 + \omega^2 C^2 r_s R)}. \tag{4.151}$$

La frecvenţe joase $Q \simeq \omega CR$, la frecvenţe înalte $Q \simeq 1/\omega C r_s$; diferenţiind (4.151) obţinem pulsaţia ω_0 pentru care Q ia valoarea maximă

$$\omega_0 = \frac{1}{C(r_s R)^{1/2}}, \tag{4.152}$$

iar $Q_{max} \simeq (R/4r_s)^{1/2}$.

Pentru fabricarea diodelor varactor se utilizează Ge, Si şi GaAs; diodele cu GaAs se folosesc în special la frecvenţe foarte înalte, fiind dat că mobilitatea electronilor în arseniu de galiu este mai mare decît în Si şi Ge.

IV.9. Diode tunel

Dioda tunel reprezintă un dispozitiv semiconductor la care, datorită proceselor de tunelare cuantică (efect tunel), caracteristica voltamperică statică în conducţie directă prezintă o porţiune de pantă negativă.

Efectul tunel constă în transversarea de către electroni a unei bariere energetice a cărei înălţime este mai mare decît energia totală a electronilor (vezi cap. I).

După cum s-a arătat în cap. II încă din 1928 Fowler şi Nordheim au explicat emisia electronică la rece în prezenţa unui cîmp electric, prin tunelarea cuantică a barierei energetice de la suprafaţa metalului. În 1932 Zener a explicat procesul de străpungere a dielectricilor prin efect tunel interzonal : aplicarea unui cîmp electric extern foarte intens produce o deformare puternică a zonelor energetice făcînd posibilă tunelarea zonei interzise de către electronii din zona de valenţă care trec în zona de conducţie.

Ulterior cercetările au arătat că majoritatea proceselor de la contactul dintre solide sînt însoţite de fenomene de tunelare cuantică.

În ceea ce privește utilizarea practică a efectului tunel s-au conturat două direcții: a) efect tunel în sistemele metal-izolator-metal (MIM), metal-izolator-semiconductor (MIS), metal-semiconductor (*MS* cu barieră Schottky) etc.; b) efect tunel interzonal care se observă în joncțiunile *PN* formate din semiconductori cu concentrații mari ale impurităților (degenerați).

În paragraful de față ne oprim asupra efectului tunel interzonal care stă la baza funcționării diodelor tunel, realizate prima dată de L. Esaki în 1958 [24]; alte dispozitive cu efect tunel vor fi prezentate în cap. VI.

IV.9.1. Modelul zonal și caracteristica statică a diodei tunel

Esaki a observat că joncțiunile PN formate din semiconductori cu concentrații foarte mari ale impurităților au în caracteristica voltamperică directă o porțiune *anormală*, de panta negativă. Pentru explicarea acestei anomalii Esaki a recurs la conceptul de tunelare cuantică, obținînd o concordanță satisfăcătoare între teorie și rezultatele experimentale.

Mărind exagerat concentrația impurităților semiconductorul ajunge în starea *degenerată*, caracterizată prin aceea că în regiunea N nivelul Fermi se plasează în interiorul zonei de conducție, în regiunea P nivelul Fermi se plasează în interiorul zonei de valență iar nivelele donoare și acceptoare degenerează în zone, schimbînd lărgimea zonei interzise.

În semiconductorii nedegenerați densitățile efective ale nivelelor energetice sînt $N_c \simeq P_v = 3 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}, iar $N_D \simeq 10^{15}$ cm^{-3}, $N_A \simeq 10^{18}$ cm^{-3}; din formulele (1.189), (1.190) rezultă că nivelele Fermi se găsesc în interiorul zonei interzise. Dacă $N_D > N_C$ și $N_A > P_v$ formulele (1.189), (1.190) se pot scrie sub forma (aproximativă)

$$W_{FN} = W_C + kT \ln (N_D/N_C), \tag{4.153}$$

$$W_{FP} = W_v - kT \ln (N_A/P_v), \tag{4.154}$$

adică semiconductorul se găsește în stare degenerată.

Pentru explicarea calitativă a procesului de tunelare și a formei caracteristicii statice utilizăm modelul zonal simplificat la temperaturi relativ scăzute. Datorită concentrației mari a impurităților la echilibru termodinamic are loc suprapunerea zonelor adică $W_{vP} > W_{cN}$ iar lărgimea regiunii de trecere este mică nedepășind 50÷100 Å (fig. 4.31*a*); purtătorii minoritari pot fi neglijați. Porțiunile hașurate reprezintă numărul efectiv de electroni din $\underline{ZC}$ și $\underline{ZV}$. Ținînd seama de principiul lui Pauli, electronii din *A* vor putea traversa zona interzisă prin efect tunel numai dacă vor găsi în *B* stări neocupate, avînd energia egală cu cea a stărilor de pe care au plecat electronii; la fel electronii din *C* vor putea trece în *D* numai dacă vor găsi stări neocupate de aceeași energie. La echilibru termodinamic

probabilitățile cuantice de tranziție a electronilor prin efect tunel dintr-o regiune în alta sînt egale, astfel încît curentul total prin joncțiune este zero (punctul *a* pe caracteristica statică din fig. 4.32). Aplicînd o tensiune externă inversă, conectată cu „+" pe regiunea *N* (fig. 4.31*b*) are loc o pronunțare a suprapunerii zonelor fapt ce crează condiții mai favorabile pentru trecerea electronilor din *C* în *D*; prin joncțiune circulă un curent invers ce crește rapid cu tensiunea inversă (punctul *b*, fig. 4.32).

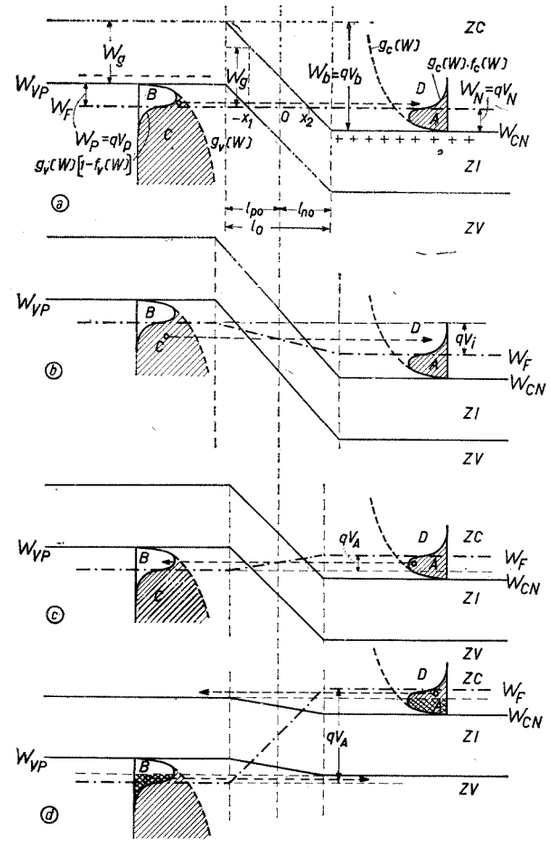


Fig. 4.31

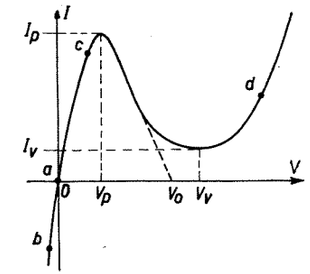


Fig. 4.32

Din figura 4.31*a* se observă că bariera energetică la bornele regiunii de trecere este mai mare decît la diodele clasice, prin urmare în cazul aplicării unei tensiuni directe mici curentul de difuzie este neglijabil. În schimb curentul prin efect tunel ia valori apreciabile întrucît există

condiţii foarte favorabile de trecere a electronilor din A în B (fig. 4.31*c*). Crescînd în continuare valoarea tensiunii directe, treptat se înlătură suprapunerea zonelor şi curentul tunel scade la zero; totodată micşorarea barierei energetice face posibilă apariţia unui curent de difuzie similar cu cel din diodele clasice (fig. 4.31*d*), care are o creştere exponenţială cu tensiunea (punctul *d*, fig. 4.32).

În felul acesta caracteristica statică a diodei tunel are trei regiuni distincte : a) în prima porţiune curentul tunel creşte rapid de la 0 la I_p; *b*) urmează apoi scăderea curentului tunel care trebuie să devină zero atunci cînd tensiunea directă are valoarea $V_0 = V_p + V_N$, unde V_P şi W_N reprezintă o măsură a degenerărilor celor două regiuni (fig. 4.31*a*); în această porţiune dioda prezintă o rezistenţă negativă. Trebuie remarcat că în acest interval curenţii de difuzie sînt încă foarte mici pentru a influenţa esenţial curentul din diodă; *c*) în ultima porţiune, numită de difuzie, curentul are o creştere exponenţială, dioda fiind echivalentă cu o joncţiune PN clasică.

IV.9.2. Expresia curentului prin dioda tunel

Aşa cum a propus Zener, tunelarea zonei interzise de către electronii ce trec din zona de valenţă în zona de conducţie este echivalentă cu tunelarea unei bariere energetice. La izolatorii studiaţi de Zener deformarea zonelor energetice era cauzată de cîmpul electric extern foarte intens $E > 10^6$ V/cm (fig. 4.33*a*). În cazul diodei tunel, deformarea zonelor energetice în regiunea de trecere este cauzată de cîmpul electric dat de sarcina spaţială; la joncţiunile cu semiconductori degeneraţi acest cîmp are valori mari.

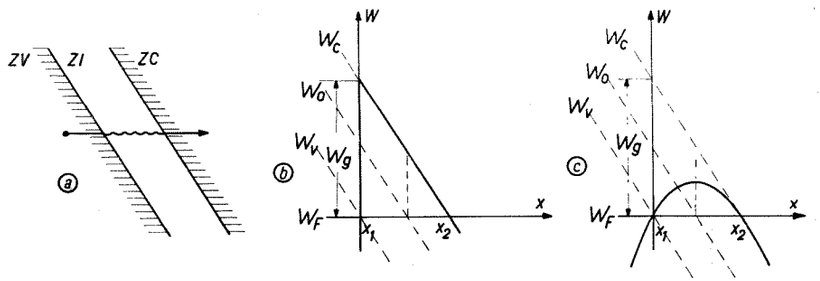


Fig. 4.33

Întrucît este foarte greu de determinat forma exactă a barierei energetice pentru electronii ce tunelează zona interzisă, au fost propuse două modele simplificate : forma triunghiulară (fig. 4.33*b*) şi forma parabolică (fig. 4.33*c*).

Pentru calcularea curentului este necesar să se determine probabilitatea de transmisie prin efect tunel D_t (coeficient de transmisie); în cazul efectului tunel interzonal probabilitatea D_t se poate calcula în aproximaţia semiclasică Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) [25]

$$D_t \simeq \exp\left\{ -2 \int_{x_1}^{x_2} k_2^0 (x)\, \mathrm{d}x \right\}. \tag{4.155}$$

Ne referim la figura 4.33*b* şi considerăm că energia totală a electronilor ce tunelează bariera este aproximativ egală cu energia Fermi W_F. Ţinînd cont de (1.48) numărul de undă are expresia

$$k_2^0 = \left[\frac{2m_n^*}{\hbar^2} (W_{(x)} - W_F) \right]^{1/2}, \tag{4.156}$$

unde $W_{(x)} = W_g - qEx$ reprezintă înălţimea barierei energetice, variabilă cu distanţa; E este cîmpul electric ce acţionează în regiunea de trecere, creat de sarcina spaţială şi de tensiunea externă.

Efectuînd integrarea expresiei (4.155) cu condiţiile de limită

$$\begin{aligned} W_{(x1)} &= W_F + W_g, \\ W_{(x2)} &= W_F \end{aligned} \tag{4.157}$$

se obţine

$$D_t = \exp\left\{ \frac{-4\sqrt{2}}{3} \frac{(m_n^*)^{1/2} W_g^{3/2}}{q\hbar E} \right\}. \tag{4.158}$$

Efectuînd calcule similare pentru modelul parabolic se obţine

$$D_t = \exp\left\{ \frac{-\pi}{2\sqrt{2}} \frac{(m_n^*)^{1/2} W_g^{3/2}}{q\hbar E} \right\}. \tag{4.159}$$

Numărul electronilor în intervalul energetic W, $W + \mathrm{d}W$ din ZC şi ZV este

$$N_c(W) = g_c(W)\, f_c(W)\, \mathrm{d}W, \tag{4.160}$$

$$N_v(W) = g_v(W)\, f_v(W)\, \mathrm{d}W. \tag{4.161}$$

Probabilităţile ca o anumită stare din ZC respectiv ZV, să fie neocupată sînt $(1 - f_c(W))$, $(1 - f_v(W))$. Numărul de electroni ce trec de pe o stare energetică W din zona de conducţie pe stările corespunzătoare

neocupate din zona de valență este egal cu produsul dintre $N_c(W)$, $g_v(W)$, $(1-f_v(W))$ și probabilitatea de transmisie cuantică D_{tcv}; făcînd un raționament analog și pentru electronii ce trec din zona de valență în zona de conducție, se pot scrie expresiile curenților tunel

$$I_{cv} = A\int_{W_{cN}}^{W_{vP}} D_{tcv}\cdot g_c(W)\cdot f_c(W)\cdot g_v(W)\cdot[1-f_c(W)]\,\mathrm{d}W, \quad (4.162)$$

$$I_{vc} = A\int_{W_{cN}}^{W_{vP}} D_{tvc}\cdot g_v(W)\cdot f_v(W)\cdot g_c(W)\,[1-f_c(W)]\,\mathrm{d}W, \quad (4.163)$$

unde A este o constantă.

La echilibru termodinamic cei doi curenți sînt egali și de semn opus. Presupunînd că $D_{tcv} = D_{tvc} = D_t$, cînd pe joncțiune se aplică o tensiune externă curentul total este

$$I_t = I_{cv} - I_{vc} = A\int_{W_{cN}}^{W_{vP}} D_t\cdot g_c(W)\cdot g_v(W)\,[f_c(W)-f_v(W)]\,\mathrm{d}W. \quad (4.164)$$

Pornind de la formula (4.164) se pot face precizări asupra valorii curentului în prezența tensiunilor externe. Poziția energetică a curbelor $g_c(W)f_c(W)$ și $g_v(W)\,[1-f_v(W)]$ este puternic influențată de valoarea și semnul tensiunii de polarizare. În cazul polarizării inverse I_{cv} (curentul direct) devine zero întrucît curba $g_c(W)\,f_c(W)$ este practic zero în intervalul energetic în care curba $g_v(W)\,[1-f_v(W)]$ are valori apreciabile; în schimb I_{vc} (curentul invers) crește foarte repede întrucît pentru un nivel energetic dat curbele $g_v(W)\,f_v(W)$ și $g_c(W)\,[1-f_c(W)]$ au valori suficient de mari. În cazul polarizării directe I_{vc} scade, iar I_{cv} crește rapid, atingînd valoarea maximă cînd maximele curbelor $g_c(W)\,f_c(W)$ și $g_v(W)\,[1-f_v(W)]$ coincid; apoi curentul I_{cv} scade deoarece maximele curbelor sînt amplasate la nivele diferite.

Expresia (4.164) se poate simplifica făcînd următoarele presupuneri: D_t nu variază cu tensiunea de polarizare (pentru V mic), V_N și V_P sînt mai mari decît $2kT$, $g_c(W)$ și $g_v(W)$ variază parabolic cu energia. În aceste condiții funcțiile de distribuție Fermi se aproximează prin funcții liniare $f_c(W) \simeq 1/2 - (W - W_{FN})/4kT$, $f_v(W) \simeq 1/2 + (W_{FP} - W)\,4kT$ iar (4.164) ia forma simplă

$$I_t = A_1 D_t \frac{V}{V_T}(V_N + V_P - V)^2, \quad (4.164a)$$

de unde rezultă că $I = 0$ cînd $V = V_N + V_P$; A_1 exte o constantă.

În tratarea proceselor fizice, a formei caracteristicii statice și la deducerea curentului tunel s-a avut în vedere o diodă *ideală*, neglijîndu-se

o serie de factori ce influențează esențial forma caracteristicii statice și parametrii diodei. Astfel se explică neconcordanța dintre caracteristicile experimentale și cele obținute prin calcul (pentru curentul tunel se utilizează relațiile (4.164), (4.164a) iar pentru curentul de difuzie se utilizează relația exponențială a lui Shockley). În figura 4.34 este arătată caracteristica statică trasată experimental (linie plină) și diferitele componente ale curentului total: se observă că pe lîngă curentul tunel interzonal I_t și curentul de difuzie I_d (ambii calculați) apare și un curent în exces I_e, astfel încît curentul total reprezintă suma celor trei componente.

Ne oprim pe scurt asupra principalilor factori ce influențează proprietățile diodelor tunel.

a) *Probabilitatea de tunelare cuantică* D_t nu rămîne constantă atunci cînd tensiunea externă variază: după cum rezultă din figura 4.31 grosimea barierei energetice se micșorează treptat odată cu creșterea tensiunii inverse și crește progresiv odată cu creșterea tensiunii directe. Drept urmare D_t (4.155) crește la tensiuni inverse și scade în cazul polarizărilor directe; această variație se traduce printr-o anumită variație a mărimilor I_p, I_v, V_p, V_v (fig. 4.32), forma generală a caracteristicii rămînînd neschimbată.

b) *Micșorarea zonei interzise.* La concentrații moderate ale impurităților nivelele donoare și acceptoare se plasează în interiorul zonei interzise, într-un interval energetic foarte mic (fig. 4.35*a*) care nu afectează structura zonală a semiconductorului intrinsec. Mărind concentrația impurităților (de exemplu $N_D > N_c$), nivelele donoare se transformă într-o zonă (fig. 4.35*b*) care modifică densitatea de nivele și distribuția purtătorilor în apropierea limitei inferioare a zonei de conducție, micșorînd lărgimea zonei interzise. Procese analoage au loc și în cazul semiconductorului dopat cu impurități acceptoare. Micșorarea zonei interzise, pe lîngă faptul că produce o anumită creștere a lui D_t, accentuează gradul de suprapunere al zonelor. Drept urmare curentul tunel se va anula la tensiuni directe mai mari. Se consideră că acest factor are cea mai mare contribuție la formarea curentului în exces.

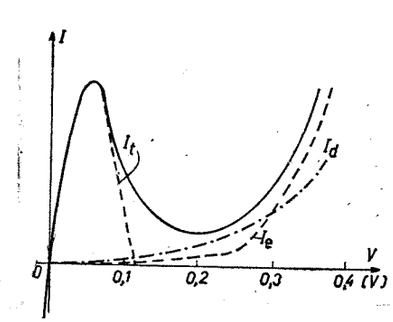


Fig. 4.34

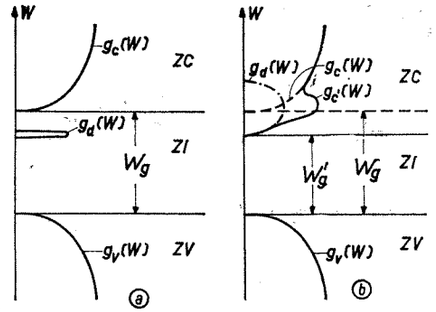


Fig. 4.35

c) *Tunelare directă și indirectă.* După cum rezultă din figura 1.21 la Ge și Si limita inferioară a zonei de conducție și limita superioară a zonei de valență au valori diferite ale momentelor $p = \hbar k$; la GaAs și GaSb cele două limite ale zonelor au aceeași valoare a momentului.

În figura 4.36*a* este reprezentat modelul zonal (variația energiei în spațiul x) pentru o diodă tunel din GaAs polarizată direct, peste care s-au suprapus diagramele de variație a energiei în spațiul k. Este evident că electronul din apropierea limitei inferioare a zonei de conducție poate tunela zona interzisă, ajungînd în apropierea limitei superioare a zonei de valență, păstrînd neschimbată valoarea momentului: are loc o *tunelare directă*.

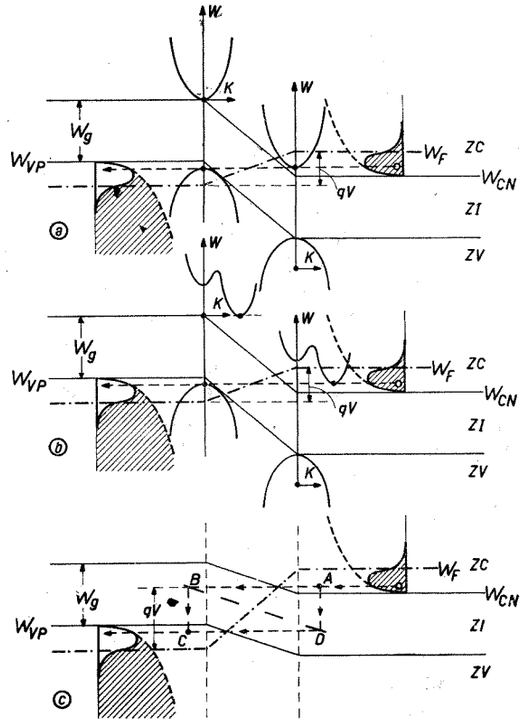


Fig. 4.36

În diodele tunel la care limita inferioară a zonei de conducție și limita superioară a zonei de valență au valori diferite ale momentelor (fig. 4.36*b*) are loc o *tunelare indirectă*. Pentru conservarea momentelor intervin diferiți agenți de dispersie (fotoni, fononi, stări singulare în zona

interzisă etc.). În cazul tunelării indirecte asistate de fotoni (efect Franz-Keldysh [26]) se urmărește numai conservarea momentului întrucît energia electronului poate varia prin absorbție sau emisie de fotoni.

În cazul tunelării indirecte asistate de fononi este necesară conservarea simultană a energiei și momentului: suma energiilor electronului și fononului înainte de tunelare trebuie să fie egală cu energia electronului după tunelare; suma momentelor electronului și fononului înainte de tunelare trebuie să fie egală cu momentul electronului după tunelare (uneori în procesul de tunelare intervin mai mulți fononi).

Un aport deosebit la curentul în exces îl poate aduce tunelarea indirectă prin intermediul stărilor singulare din zona interzisă (fig. 4.36*c*). Pentru o polarizare directă suficient de mare cînd se înlătură suprapunerea zonelor, trecerea electronilor din zona de conducție a regiunii N în zona de valență a regiunii P poate avea loc pe două căi: ABC și ADC. Fiecare cale are două etape din care una este obligatoriu tunelare. Astfel, urmînd prima cale electronul trece prin efect tunel din zona de conducție pe starea B de unde suferă o tranziție verticală în zona de valență, tranziție asistată de fononi. Mecanismul descris este cunoscut sub numele de modelul Shockley-Read-Hall (SRH) vertical de recombinare-generare în semiconductori [27]. Urmînd a doua cale, electronul din zona de conducție suferă mai întîi o tranziție SRH verticală pe starea D de unde prin efect tunel ajunge în zona de valență.

IV. 9.3. Parametrii și circuitul echivalent al diodei tunel

Considerăm caracteristica statică tipică a unei diode tunel cu GaAs (Fig. 4.37*a*). Parametrii statici sînt: curentul de vîrf I_{vv}, curentul de vale I_{pv}, tensiunea de vîrf V_{vv}, tensiunea de vale V_{pv} curentul punctului de inflexiune I_I, tensiunea punctului de inflexiune V_I. În figura 4.37*b* este reprezentat graficul rezistenței diferențiale (în regim variabil) $R = (\mathrm{d}I/\mathrm{d}V)^{-1}$ în funcție de tensiunea de polarizare; în figura 4.37*c* este reprezentat graficul conductanței diferențiale. Din aceste grafice se observă că în punctul de inflexiune rezistența negativă are valoarea minimă iar conductanța negativă are valoarea maximă.

În majoritatea schemelor diodele tunel funcționează în porțiunea de rezistență negativă a caracteristicii statice. Schema echivalentă completă este arătată în figura 4.38 și conține următoarele elemente: rezistența negativă a joncțiunii $-R$, capacitatea joncțiunii C_j, rezistența serie r_s, inductanța L_s și capacitatea de încapsulare C_0. Rezistența r_s include rezistența materialului, a contactelor ohmice și a firelor de legătură; inductanța L_s depinde de configurația geometrică a joncțiunii și a firelor de legătură. Joncțiunea propriu-zisă (dioda ideală) este caracterizată de elementele: $-R$, C_j; rezistența variază în limitele regiunii negative avînd valoarea minimă în punctul de inflexiune unde $R_{min} \simeq 2V_p/I_p$; capacitatea C_j rămîne aproximativ constantă (fig. 37*c*) și se măsoară de obicei în punctul de vale.

Impedanţa totală a diodei tunel (neglijînd capacitatea de încapsulare) este

$$\underline{Z} = \left[r_s + \frac{-R}{1 + (\omega C_j R)^2} \right] + j \left[\omega L_s + \frac{-\omega C_j R^2}{1 + (\omega C_j R)^2} \right]. \quad (4.165)$$

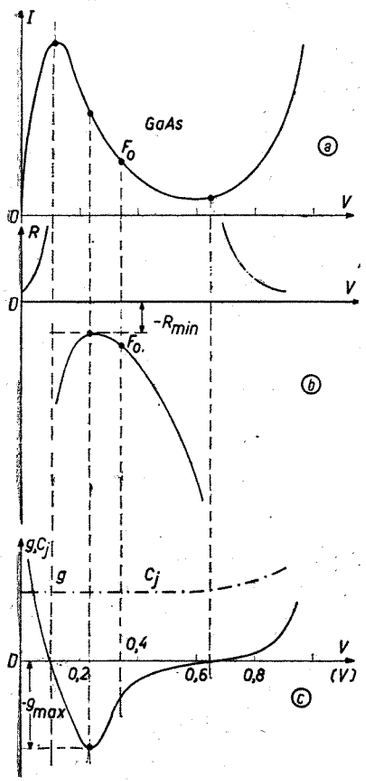


Fig. 4.37

Ca elemente de circuit, diodele tunel pot fi caracterizate prin trei mărimi.

1) *Frecvenţa de tăiere rezistivă* f_r care se obţine prin anularea părţii reale a impedanţei

$$f_r = \frac{1}{2\pi R C_j} \sqrt{\frac{R}{r_s} - 1}. \quad (4.166)$$

Această frecvenţă variază cu tensiunea de polarizare luînd valoarea maximă cînd $R = R_{min}$ (în punctul de inflexiune)

$$f_{r0} = \frac{1}{2\pi C_j R_{min}} \sqrt{\frac{R_{min}}{r_s} - 1}. \quad (4.166a)$$

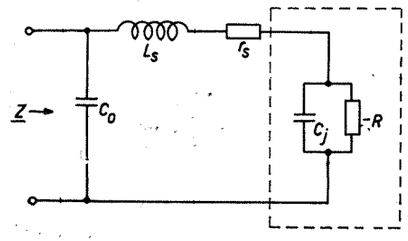


Fig 4.38

Pentru frecvenţe mai mari de f_{r0} partea reală a lui $\underline{Z}$ devine pozitivă, prin urmare f_{r0} reprezintă frecvenţa maximă de oscilaţie a unei diode tunel.

2) *Frecvenţa de tăiere reactivă (frecvenţa de rezonanţă proprie)* f_x care se obţine prin anularea părţii imaginare a impedanţei

$$f_x = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_s C_j} - \frac{1}{(R C_j)^2}}. \quad (4.167)$$

Frecvenţa f_x ia valoarea minimă în punctul de inflexiune

$$f_{x0} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_s C_j} - \frac{1}{(C_j R_{min})^2}}. \quad (4.167a)$$

Fixîndu-ne în punctul de inflexiune dioda va oscila pe frecvenţa f_{x0} numai dacă $f_{r0} > f_{x0}$. De obicei însă, frecvenţa de funcţionare f_0 se ia mai mică decît frecvenţele limită, între ele există relaţia $f_{x0} > f_{r0} > > f_0$.

3) *Factorul de zgomot* F_0 este definit ca [28]

$$F_0 = 1 + \frac{q}{2k\,T} |IR|_{min}. \quad (4.168)$$

Produsul $|IR|$ ia valoarea minimă pentru tensiuni de polarizare puţin mai mari de V_I (punctul F_0 de pe caracteristicile din fig. 4.37*a*, *b*); acest produs este o caracteristică a materialului prin urmare factorul de zgomot minim depinde de natura materialului şi temperatură. La temperatura $T \simeq 300°K$ se obţine: pentru Ge $F_0 = 2{,}75$, pentru GaSb $F_0 = 2{,}25$, pentru GaAs $F_0 = 4{,}50$. În raport cu alte dispozitive semiconductoare de frecvenţă înaltă diodele tunel au factorul de zgomot foarte redus.

Pentru o diodă tunel cu Ge, valorile tipice ale elementelor din schema echivalentă sînt: $|R_{min}| = 70\ \Omega$, $r_s \leqslant 0{,}1\ |R_{min}| = 0{,}25\ \Omega$, $C_j = 0{,}5 \div 1$pF, $L_s = 0{,}1$nH.

Fiind dispozitive cu excelente calităţi de frecvenţă diodele tunel se utilizează în schemele de oscilaţie, mixare, amplificare, şi în circuitele logice ce funcţionează în domeniul microundelor.

Pe scară industrială se fabrică diode cu Ge, GaSb, GaAs; în figura 4.39 sînt arătate caracteristicile statice pentru trei diode tipice din materiale specificate, pe ordonată fiind marcate valorile normate ale curentului. Aceste caracteristici diferă prin valorile absolute ale tensiunilor V_p şi V_v şi prin raportul V_v/V_p. Un parametru de bază al diodelor tunel este raportul I_p/I_v pentru o temperatură dată. În tabela IV.1 se prezintă valorile acestui raport pentru cîteva materiale la temperatura $T \simeq 300°K$.

Pentru circuitele logice şi schemele bistabile sînt preferate diodele cu GaAs care au raportul I_p/I_v ridicat şi pot furniza puteri mari (tensiunea V_v este mai mare decît la celelalte diode). În schemele de mixare şi amplificare sînt preferate diodele cu Ge şi GaAs care au factorul de zgomot mic; diodele cu Ge sînt mai robuste mecanic şi permit densităţi mari de curent. În alegerea tipului de diodă trebuie ţinut seama de faptul că diodele cu GaAs se degradează lent în timp, mai ales cînd funcţionează pe ramura de difuzie a caracteristicii statice. În general parametrii şi caracteristicile diodelor tunel sînt slab influenţate de temperatură.

În figura 4.40*a* este arătat un circuit bistabil cu diodă tunel; în funcţie de valoarea rezistenţei de sarcină şi a tensiunii de polarizare, schema

poate funcţiona în diferite regimuri (fig. 4.40*b*): pentru rezistenţa R_1 şi tensiunea de polarizare V_1 schema funcţionează în regim de multivibrator întrucît punctul *b* de pe caracteristică este instabil; pentru rezistenţa R_2 şi tensiunea V_2 (la fel pentru rezistenţa R_2 şi tensiunea V_3) schema

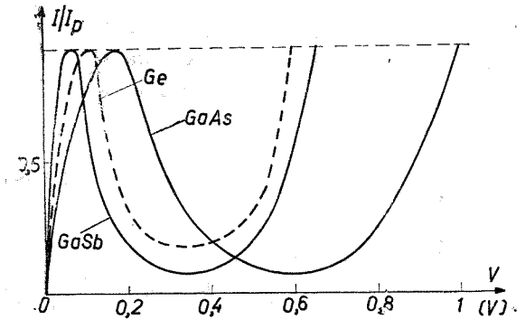


Fig. 4.39

Tabela IV.1

Material	I_P/I_V
Ge	8
GaAs	12
GaSb	12
Si	4
InP	5
InAs	2

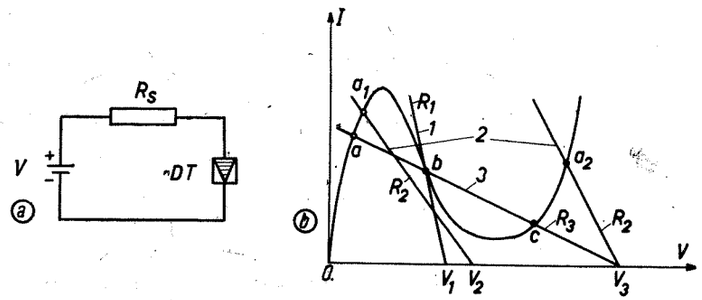


Fig. 4.40

funcţionează în regim de monostabil întrucît punctele a_1, a_2 sînt stabile; pentru rezistenţa R_3 şi tensiunea V_3 schema funcţionează în regim de bistabil întrucît punctele *a* şi *c* sînt stabile.

IV.9.4. Diode „inverse"

Dioda inversă (backward) constituie o variantă a diodei tunel şi se obţine prin micşorarea concentraţiilor pînă la valoarea critică cînd nivelele Fermi sînt amplasate în imediata vecinătate a limitelor zonelor, $W_{FP} \simeq W_{vP}$, $W_{FN} \simeq W_{cN}$. În aceste condiţii la echilibru termodinamic este înlăturată

aproape total suprapunerea zonelor (fig. 4.41*a*), urmărindu-se totuşi să fie satisfăcută relaţia $W_{vP} \simeq W_{cN}$.

Aplicînd tensiuni inverse (cu „+" pe regiunea *N*) prin diodă va trece un curent invers important, dat de electronii ce trec prin efect tunel din *ZV* a regiunii *P* în *ZC* a regiunii *N* (fig. 4.41*b*).

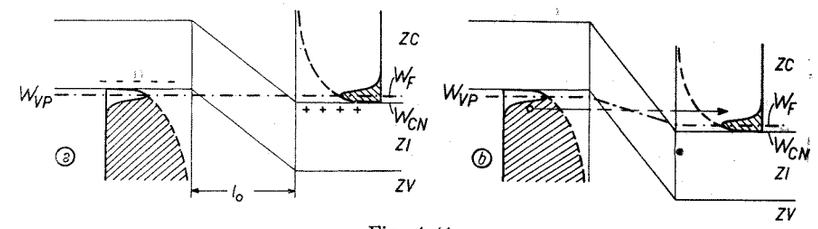


Fig. 4.41

În cazul polarizării directe avem o joncţiune *PN* clasică prin care trece un curent direct de difuzie, datorat difuziei electronilor şi golurilor (fig. 4.41*d*).

Datorită valorilor mari ale barierei energetice şi a cîmpului electric din regiunea de trecere, curentul direct este foarte mic în cazul tensiunilor directe mici (fig. 4.42*a*). La multe exemple de diode inverse este posibil ca la polarizări directe să apară un mic curent tunel (linia punctată).

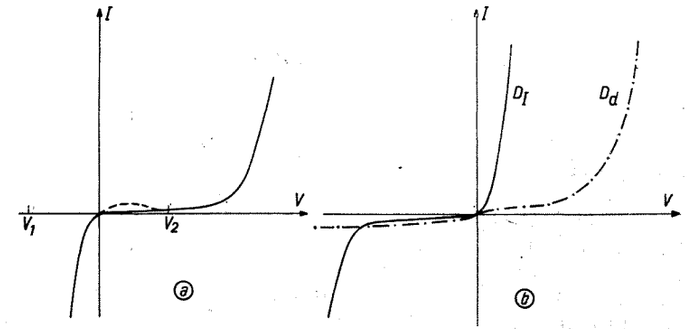


Fig. 4.42

După cum rezultă din caracteristica statică, în cazul tensiunilor mici de polarizare ($-V_1 < V < V_2$) prin diodă trece un curent foarte mare atunci cînd este polarizată invers şi un curent mic atunci cînd este polarizată direct; prin urmare dioda se comportă „invers" faţă de dioda convenţională.

În figura 4.42*b* se prezintă caracteristicile statice ale diodei convenţionale (directe) şi ale diodei inverse (linia plină), ultima fiind polarizată invers.

Diodele inverse se utilizează pentru redresarea semnalelor mici, detecţie şi mixare în microunde, întrucît au un factor de zgomot foarte redus şi au limita superioară de frecvenţă comparabilă cu a diodelor tunel.

IV.10. Diode stabilizatoare

Diodele de referinţă (stabilizatoare) sînt constituite din joncţiuni PN puternic dopate ($N_A \leqslant P_v, N_D \leqslant N_c$) care funcţionează în regiunea de străpungere electrică. După ce survine străpungerea, variaţii mari ale curentului invers prin joncţiune sînt însoţite de variaţii neînsemnate ale tensiunii, prin urmare dioda posedă proprietăţile unui stabilizator de tensiune.

IV.10.1. Procesul de străpungere a joncţiunii

Străpungerea joncţiunii survine la valori mari ale cîmpului electric în regiunea de trecere; acest cîmp este datorat atît sarcinii spaţiale din regiunea de trecere cît şi tensiunii inverse V_i de valoare ridicată. În cazul concentraţiilor mari ale impurităţilor creşterea curentului este mai puţin abruptă decît la concentraţii mici.

Există trei mecanisme de străpungere a joncţiunii: instabilitatea termică, efectul tunel, multiplicarea în avalanşă.

a) Instabilitatea termică

Curentul invers printr-o diodă convenţională ($N_D < N_c$, $N_A < P_v$) este puternic influenţat de temperatura (4.35). Presupunem că V_i este suficient de mare, astfel încît I_s să producă încălzirea joncţiunii; la rîndul său temperatura cauzează creşterea curentului I_s care încălzeşte şi mai puternic joncţiunea etc. Procesul are caracter cumulativ ducînd la străpungerea (distrugerea) joncţiunii. Desigur procesul descris poate avea loc numai cînd V_i este apropiat de tensiunea de străpungere V_{st} iar temperatura mediului ambiant şi a joncţiunii sînt suficient de ridicate. La temperaturi scăzute aportul instabilităţii termice la străpungerea joncţiunii este neglijabil în raport cu celelalte cauze. Instabilitatea termică trebuie luată în consideraţie în cazul diodelor fabricate din semiconductori cu W_g mic (Ge).

b) Efectul tunel

Aplicarea unor tensiuni inverse mari pe o joncţiune PN din semiconductori nedegeneraţi produce suprapunerea zonelor aşa cum se arată în figura 4.43*a* unde porţiunile haşurate reprezintă distribuţia efectivă a electro-

nilor în ZV şi ZC; devine posibilă tunelarea zonei interzise de către electronii din zona de valenţă a regiunii P care trec în zona de conducţie a regiunii N. Fiind dat că suprapunerea zonelor energetice survine în urma aplicării unei tensiuni externe, acest tip de tunelare interzonală se mai numeşte şi *efect Zener* (vezi fig. 4.33*a*).

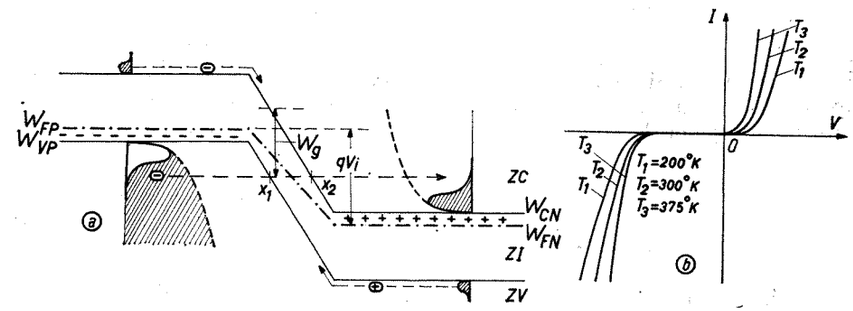


Fig. 4.43

Întrucît prima explicaţie acceptată a străpungerii joncţiunii PN la tensiuni inverse mari, dată de Mc Afee şi colab. [29], se bazează pe efectul Zener, diodele semiconductoare de referinţă sînt de obicei numite diode Zener, deşi rolul principal în străpungerea joncţiunii este jucat de multiplicarea în avalanşă.

Se observă în figura 4.43*a* că odată cu creşterea tensiunii inverse grosimea barierei (distanţa x_1x_2) se micşorează, fapt ce duce la mărirea probabilităţii de transmisie cuantică D_t.

Componenta tunel a curentului invers se poate obţine prin explicitarea relaţiei (4.163).

Probabilitatea de transmisie cuantică D_t are expresia (4.158) în care E va reprezenta cîmpul electric rezultant în regiunea de trecere, compus din cîmpul datorat sarcinii spaţiale şi cel datorat tensiunii inverse.

$$E = E_m\ (1 + V_i/V_b)^{1/2}, \tag{4.169}$$

unde E_m este dat de (4.41) sau (4.43) şi reprezintă valoarea maximă a cîmpului la echilibru termodinamic.

Densităţile de stări pe unitate de volum au expresiile

$$\left.\begin{aligned} g_c(W) &= (4\pi/h^3)\,(2m_n^*)^{3/2}\ (W - W_{cN})^{1/2} \\ g_v(W) &= (4\pi/h^3)\,(2m_n^*)^{3/2}\ (W_{vP} - W)^{1/2} \end{aligned}\right\}. \tag{4.170}$$

Funcţiile de distribuţie Fermi sînt

$$\left.\begin{aligned} f_c\ (W) &= \frac{1}{1 + \exp\ \{(W - W_{FN})/kT\}}, \\ f_v\ (W) &= \frac{1}{1 + \exp\ \{(W_{FP} - W)/kT\}}. \end{aligned}\right\} \tag{4.171}$$

Introducînd (4.158), (4.169), (4.170) şi (4.171) în (4.163) se obţine expresia exactă a curentului tunel; avînd în vedere că rezolvarea integralei sub formă generală comportă dificultăţi deosebite, în practică se ia valoarea aproximativă [5]

$$I_t = \frac{(m_n^*)^{1/2}\ q^3\ EV_i}{(4\pi^2/\sqrt{2})\ \hbar^2\ W_g^{1/2}} \exp\left\{-\frac{4\sqrt{2}}{3}\ \frac{(m_n^*)^{1/2}\ W_g^{3/2}}{q\hbar E}\right\}. \tag{4.172}$$

Curentul ia valori apreciabile la cîmpuri $E = 10^6 \div 10^7$ V/cm; pentru aceasta este necesar să se utilizeze semiconductori puternic dopaţi astfel încît W_{FP} să fie foarte aproape de W_{vP} iar W_{FN} să fie foarte aproape de W_{cN}.

S-a constatat experimental că în cazul diodelor cu Ge şi Si cu tensiuni de străpungere V_{st} mai mici de $4W_g/q$, străpungerea este datorată în special efectului Zener; pentru diodele la care $4W_g/q < V_{st} < 6W_g/q$ străpungerea este datorată atît efectului Zener cît şi multiplicării în avalanşă; dacă $V_{st} > 6W_g/q$ străpungerea este cauzată de multiplicarea în avalanşă.

Tensiunea de străpungere prin efect Zener a diodelor cu Ge şi Si scade odată cu creşterea temperaturii (fig. 4.45*b*) întrucît scade W_g; deci străpungerea prin efect Zener se caracterizează prin coeficient de temperatură negativ, în timp ce străpungerea prin multiplicare în avalanşă are coeficientul de temperatură pozitiv.

c) Multiplicarea în avalanşă

În prezenţa unui cîmp electric intens în limitele regiunii de trecere electronii sînt puternic accelerați, acumulînd energii suficient de mari pe parcursul drumului liber mijlociu; aceşti purtători prin ciocniri cu electronii de valenţă (ionizare de impact) generează perechi electron—gol, care la rîndul lor pot produce noi ionizări etc. Cînd sînt satisfăcute anumite condiţii cu privire la valoarea cîmpului electric şi a grosimii regiunii de trecere, este posibilă o multiplicare în avalanşă a curentului invers, fapt echivalent cu străpungerea joncţiunii.

Pentru deducerea expresiei curentului şi a condiţiei de multiplicare în avalanşă a curentului invers se procedează similar ca şi în cazul deducerii condiţiei de străpungere a gazelor.

Coeficienţii de ionizare a electronilor şi golurilor sînt α_n, α_p, reprezentînd numărul de perechi electron—gol produs pe unitate de lungime de către un purtător minoritar. Presupunem că în regiunea de trecere intră prin partea stîngă curentul I_{p0} iar prin partea dreaptă curentul $-I_{n0}$ (fig. 4.44). Datorită ionizărilor de impact iau naştere perechi electron—gol

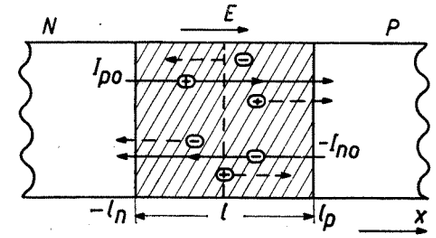


Fig. 4.44

care produc noi ionizări etc., astfel încît după parcurgerea regiunii de trecere de grosime l cei doi curenţi vor fi multiplicaţi devenind M_pI_{p0}, respectiv $-M_nI_{n0}$. Trebuie precizat că factori de multiplicare M_p, M_n ţin seama de acţiunea simultană a golurilor şi electronilor: golurile incidente prin ionizări succesive cauzează atît creşterea curentului I_p cît şi a curentului $-I_n$; la fel electronii incidenţi cauzează creşterea atît a curentului $-I_n$ cît şi a curentului I_p.

Variaţia curentului de goluri la distanţa x în interiorul regiunii de trecere este proporţională cu numărul de perechi electron—gol generate în unitate de timp pe unitate de lungime

$$\mathrm{d}I_p = \alpha_p\ I_p\ \mathrm{d}x + \alpha_n\ I_n\ \mathrm{d}x. \tag{4.173}$$

Ţinînd cont că curentul total este $I = I_p + I_n$ expresia (4.173) se poate pune sub forma

$$\frac{\mathrm{d}I_p}{\mathrm{d}x} - (\alpha_p - \alpha_n)\ I_p = \alpha_n\ I. \tag{4.174}$$

Punînd condiţia la limită $I \simeq I_p\ (l_p) = M_p\ I_{p0}$ soluţia ecuaţiei (4.174) este

$$I_p\ (x) = \frac{I\left[\dfrac{1}{M_p} + \displaystyle\int_{-l_n}^{l_p} \alpha_n \exp\left\{-\int_{-l_n}^{l_p} (\alpha_p - \alpha_n)\ \mathrm{d}x\right\}\mathrm{d}x\right]}{\exp\left\{-\displaystyle\int_{-l_n}^{l_p} (\alpha_p - \alpha_n)\ \mathrm{d}x\right\}}, \tag{4.175}$$

care, prin introducerea condițiilor la limită $I_p\ (-l_n) = I_{p0}$ și $M_p = I_p\ (l_p)/I_p\ (-l_n)$ devine

$$M_p = \frac{I_p\ (l_p)}{I_p\ (-l_n)} = \frac{1}{1 - \int_{-l_n}^{l_p} \alpha_p \exp\left\{-\int_{-l_n}^{l_p} (\alpha_p - \alpha_n)\, \mathrm{d}x\right\} \mathrm{d}x}. \quad (4.176)$$

Curentul prezintă o multiplicare în avalanșă cînd $M_p \to \infty$ adică integrala de ionizare devine egală cu unitatea

$$\int_{-l_n}^{l_p} \alpha_p \exp\left\{-\int_{-l_n}^{l_p} (\alpha_p - \alpha_n)\, \mathrm{d}x\right\} \mathrm{d}x = 1. \quad (4.177)$$

Referindu-ne la procesul de multiplicare inițiat de electroni, condiția $M_n \to \infty$ necesită

$$\int_{-l_n}^{l_p} \alpha_n \exp\left\{-\int_{-l_n}^{l_p} (\alpha_n - \alpha_p)\, \mathrm{d}x\right\} \mathrm{d}x = 1. \quad (4.178)$$

În cazul semiconductorilor cu $\alpha_p = \alpha_n = \alpha$ (GaAs, GaP) relațiile (4.177) și (4.178) se reduc la

$$\int_{-l_n}^{l_p} \alpha\, \mathrm{d}x = 1; \quad (4.179)$$

valoarea lui α este puternic influențată de cîmpul E.

Din condițiile generale de multiplicare în avalanșă a curentului se pot calcula lărgimea regiunii de trecere, cîmpul electric și valoarea tensiunii de străpungere (valorile numerice exacte se pot determina numai cu ajutorul calculatoarelor electronice).

Spre deosebire de efectul Zener, multiplicarea în avalanșă are coeficientul de temperatură pozitiv: odată cu creșterea temperaturii are loc o ușoară creștere a tensiunii V_{st}.

IV.10.2. Parametrii diodelor stabilizatoare

În funcție de tipul materialului, profilul și valoarea concentrațiilor impurităților pot fi fabricate diode stabilizatoare cu $V_{st} = 1{,}5 \div 150$ V și curenți cuprinși între cîțiva mA și cîțiva A.

Caracteristica statică tipică este arătată în figura 4.45*a*; tensiunea V_0 se numește *tensiune stabilizatoare.*

Calitatea stabilizării depinde de *rezistența diferențială* pe porțiunea de străpungere a caracteristicii $R_i = \mathrm{d}V_{st}/\mathrm{d}I$.

Pentru o tensiune de stabilizare dată curentul nu trebuie să depășească anumite limite, determinate de puterea maximă disipată; în acest scop cu ajutorul rezistorului R_b (fig. 4.45*b*) punctul de funcționare se fixează în *a* iar variațiile curentului nu trebuie să depășească limitele *b* și *c*.

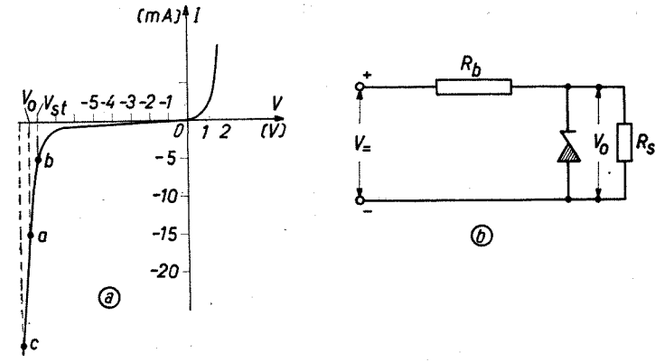


Fig. 4.45

Variațiile tensiunii la bornele rezistenței de sarcină vor fi cu atît mai mici cu cît raportul R_i/R_b este mai mic.

IV.11. Dispozitive semiconductoare fotoelectronice

Există o categorie de dispozitive semiconductoare care, datorită unei construcții speciale (alegerea adecvată a materialului, a geometriei joncțiunii, a profilului de dopare și a concentrației impurităților) sînt puternic influențate de diferitele tipuri de radiații sau produc efecte luminoase intense sub influența semnalelor electrice.

Dispozitivele, parametrii cărora sînt puternic influențați de radiații (inclusiv luminoase) vor fi numite, în mod convențional, *dispozitive semiconductoare fotoelectronice*; în această categorie intră dispozitivele care transformă energia luminoasă în energie electrică (celulele fotovoltaice) și diferitele tipuri de fotodetectori: fotoconductori, fotodiode cu strat sărăcit în regiunea de trecere, fotodiode în avalanșă etc.

Dispozitivele care transformă energia electrică în radiație luminoasă vor fi numite, în mod convențional, *dispozitive semiconductoare optoelectronice*; în această categorie intră dispozitivele semiconductoare electroluminiscente, tranzitorii optici și laserii cu semiconductori.

Paragraful de faţă se ocupă de dispozitivele semiconductoare fotoelectronice; dispozitivele semiconductoare optoelectronice vor fi tratate în capitolul VI.

IV.11.1. Acţiunea radiaţiilor luminoase asupra corpurilor semiconductoare

Ne referim la efectul fotoelectric intern, adică variaţia conductivităţii electrice sub acţiunea radiaţiilor luminoase care poartă denumirea de fotoconductivitate.

Sub acţiunea cuantelor luminoase electroni din zona de valenţă trec în zona de conducţie; energia minimă a cuantei este egală cu lărgimea zonei interzise $h\nu_0 \simeq W_g$ de unde scoatem expresia lungimii de undă critică

$$\lambda_0 = \frac{h\,c}{W_g}. \tag{4.180}$$

Energia maximă a cuantei care mai poate excita electroni din zona de valenţă în zona de conducţie este $h\nu_{max}$ (fig. 4.46 *a*); toate radiaţiile a căror energie este cuprinsă între $h\nu_0$ şi $h\nu_{max}$ generează perechi electron—gol cauzînd mărirea conductivităţii.

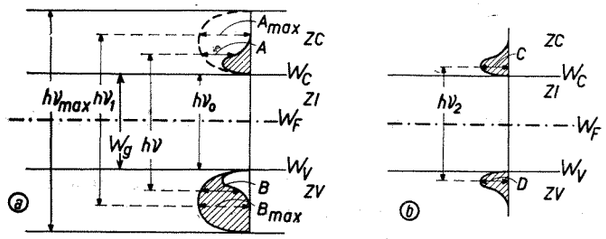


Fig. 4.46

Considerăm o radiaţie de energie $h\nu$; numărul electronilor din ZV care pot fi excitaţi este egal cu $B = g_v(W)\,f_v(W)$ iar numărul stărilor neocupate în ZC este egal cu $A = g_c(W)\,[1 - f_c(W)]$. Probabilitatea de excitaţie (de generare) a perechilor electron—gol pentru radiaţia de energie $h\nu$ este proporţională cu produsul mărimilor A, B, adică $P_{ex} = AB = g_c(W)\,[1 - f_c(W)]\,g_v(W)\,f_v(W)$. Evident, pentru un semiconductor dat, P_{ex}, are valoarea maximă cînd $h\nu$ iar valoarea $h\nu_1$, egală cu diferenţa dintre energiile corespunzătoare mijlocului zonelor; în acest caz ($P_{ex} = P_{exmax} = g_c(W) \cdot g_v(W)$ căci putem aproxima pentru ZC $f_c(W) \simeq 0$ iar pentru ZV $f_v(W) \simeq 1$.

În procesul de excitare rămîn valabile legile de conservare ale energiei şi momentului.

Considerăm că pentru un semiconductor intrinsec nesupus radiaţiei luminoase purtătorii din ZC şi ZV au expresiile (fig. 4.47 *a*)

$$\left.\begin{aligned} n_0 &= g_c(W) \cdot f_0(W), \\ p_0 &= g_v(W)\,[1 - f_0(W)] \end{aligned}\right\}. \tag{4.181}$$

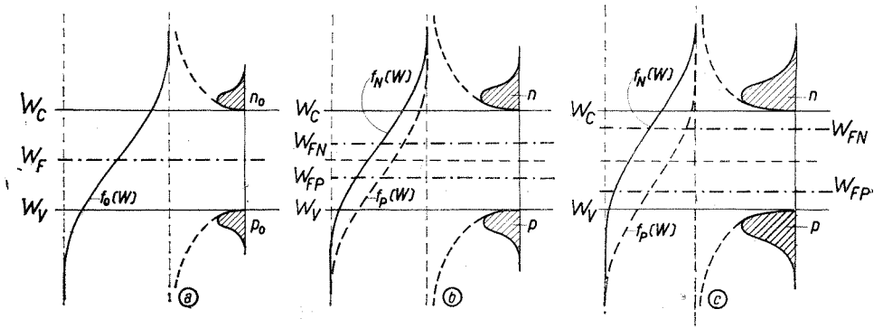


Fig. 4.47

Cînd semiconductorul este supus radiaţiei luminoase, numărul purtătorilor din cele două zone suferă creşteri importante. Avînd în vedere că temperatura a rămas neschimbată, trebuie considerat că şi intervalul energetic din expresia funcţiei de distribuţie Fermi a rămas acelaşi; în aceste condiţii numărul purtătorilor n şi p nu poate fi determinat în baza relaţiilor (4.181). A fost necesară introducerea unor cvasinivele Fermi (fig. 4.47 *b*) notate prin W_{FN}, W_{FP}; funcţiile de distribuţie sînt $f_N(W)$, $f_P(W)$ ($f_N(W_{FN}) = 1/2$, $f_P(W_{FP}) = 1/2$); sînt adevărate relaţiile

$$\left.\begin{aligned} n &= g_c(W)\,f_N(W), \\ p &= g_v(W)\,[1 - f_P(W)]. \end{aligned}\right\} \tag{4.182}$$

Odată cu creşterea intensităţii luminoase cvasinivelele Fermi se separă tot mai mult (fig. 4.47 *c*): W_{FN} se apropie de zona de conducţie, W_{FP} se apropie de zona de valenţă.

Porţiunea de zonă interzisă situată între cvasinivelele Fermi nu se află în echilibru termodinamic cu purtătorii mobili de sarcină, astfel orice stare energetică situată între W_{FP} şi W_{FN} acţionează ca centru de recombinare. Viteza de captură a electronilor este $S_N = nv_n\xi_n N_p$, unde v_n reprezintă viteza medie a electronilor, ξ_n reprezintă secţiunea eficace de captură, N_p reprezintă numărul stărilor acceptoare din intervalul energetic $W_{FP} \div W_{FN}$; în mod analog pentru goluri avem $S_P = pv_p\xi_p N_n$.

Pentru un semiconductor intrinsec $n = p$, iar la echilibru termodinamic vitezele de recombinare şi generare trebuie să fie egale $S_N = S_P = G$, de unde

$$n = \frac{G}{v_n\, \xi_n\, N_p} = G\tau_n\,; \quad p = \frac{G}{v_p\, \xi_p\, N_n} = G\tau_p. \tag{4.183}$$

Un caz particular îl reprezintă *recombinarea radiativă*; oprindu-ne asupra recombinării de volum (recombinarea de suprafaţă este în general neradiativă) şi luînd în consideraţie numai tranziţiile interzonale, din figura 4.46 *b* se observă că probabilitatea de recombinarea este proporţională cu produsul dintre mărimile C şi D, deci $P_r = g_c(W) \cdot f_N(W)\, g_v(W)\, [1 - f_P(w)]$. În regimurile normale de funcţionare $A > C$, $B > D$ şi $P_r < P_{ex}$. Lungimea de undă maximă (critică) a spectrului radiaţiei de recombinare este egală cu λ_0 (4.180). Lărgimea totală a spectrului este foarte mică, fiind dat că intervalul energetic în care sînt distribuiţi electronii şi golurile este foarte mic în raport cu lărgimea zonelor ZC şi ZV, reprezentînd la temperatura $T \simeq 300°K$ aproximativ 0,05 eV. În cazul Ge spectrul radiaţiilor de recombinare este cuprins între 1,65 ÷ 1,75 μm.

Caracteristica spectrală. Variaţia sensibilităţii spectrale în funcţie de lungimea de undă a radiaţiei luminoase incidente poartă denumirea de caracteristică spectrală. Sensibilitatea spectrală reprezintă de obicei curentul ce trece prin eşantion cînd pe acesta cade un flux luminos avînd intensitatea de 1 lm.

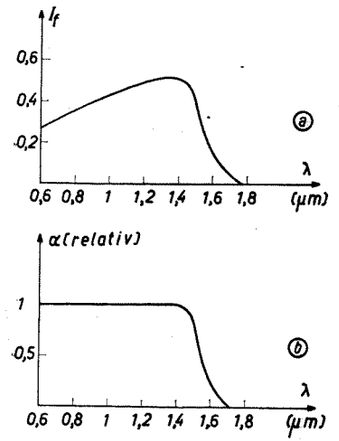


Fig. 4.48

Teoretic, caracteristica spectrală trebuie să reprezinte o linie dreaptă cu căderi brusce pentru lungimile de undă corespunzătoare energiilor $h\nu_0$ şi $h\nu_{max}$ (fig. 4.46 *a*); practic ea reprezintă o linie uşor înclinată (fig. 4.48*a*) pînă în apropiere de λ_0 unde scade vizibil.

În apropierea lungimii de undă critice ($\lambda_0 = 1{,}6$ μm la Ge) intervin şi alte fenomene cum ar fi variaţia coeficientului de absorbţie α cu lungimea de undă (fig. 4.48 *b*); din această cauză sensibilitatea spectrală începe să scadă treptat mult înainte de a ajunge la λ_0.

Absorbţia radiaţiilor de către semiconductor se realizează prin următoarele mecanisme principale: a) tranziţia electronilor din ZV în ZC care se poate efectua atît direct cît şi prin intermediul fononilor; acest tip de absorbţie determină lungimea de undă critică λ_0, numită adesea prag principal; b) tranziţii ale electronilor între stările aceleiaşi zone; c) tranziţii electronice de

pe stările locale în ZC şi ZV şi viceversa; acest tip de absorbţie este foarte pronunţat la semiconductorii extrinseci şi poate servi ca mijloc de studiu pentru determinarea densităţii şi energiei stărilor locale din zona interzisă; d) tranziţii fononice şi interacţiunile electron — fonon.

IV.11.2. Celule fotovoltaice

Cel mai important tip de celulă fotovoltaică este celula *solară* (*pila solară*) care este constituită din joncţiuni PN sau contacte MS (bariere Schottky) avînd o suprafaţă foarte mare, aproximativ de 10^2 ori mai mare decît la dispozitivele semiconductoare obişnuite.

Există numeroase variante constructive, utilizîndu-se cu precădere elementele: Si, GaAs, Se—CdS, Cu_2S—CdS, CdS, Ge, CdSe.

Pentru explicarea principiului de funcţionare ne referim la o joncţiune PN (fig. 4.49 *a*) în care cele două regiuni au concentraţii relativ mari ale impurităţilor, în vederea micşorării rezistenţei ohmice. Regiunea N, expusă radiaţiilor luminoase este foarte subţire pentru a permite fo-

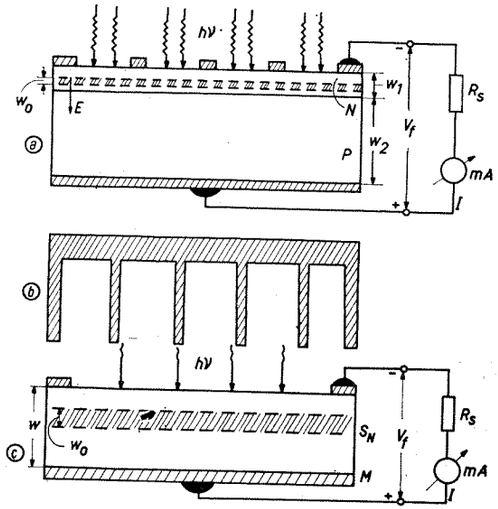


Fig. 4.49

tonilor să ajungă cît mai aproape de regiunea de trecere; contactul ohmic pe regiunea N se realizează fie sub forma unei pelicule metalice transparente, fie sub forma unei benzi metalice opace (fig. 4.49 *b*, văzut de deasupra). Celula solară cu contact MS_N este arătată în figura 4.49 *c*.

Presupunînd că celula solară se află în întuneric, şi că nu acţionează vreo tensiune externă, sistemul se află la echilibru termodinamic (fig. 4.50 *a*). Făcînd să cadă radiaţii luminoase pe regiunea N se constată că la bornele celulei apare o tensiune electromotoare (foto-tem) iar prin circuitul extern circulă un curent pus în evidenţă de miliampermetrul mA (fig. 4.49 *a*).

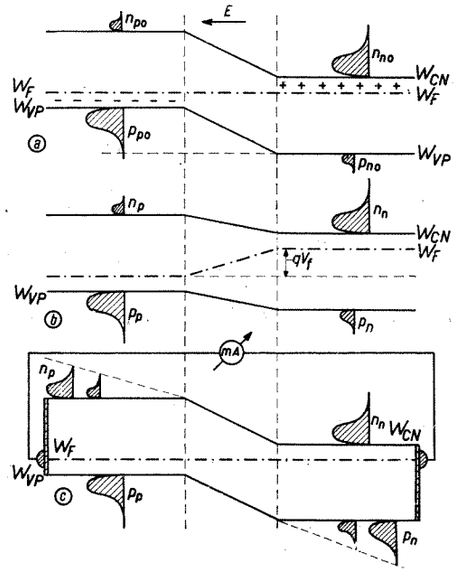


Fig. 4.50

Fotonii absorbiţi în apropierea regiunii de trecere generează perechi electron—gol : datorită cîmpului electric intern E ce acţionează în limitele regiunii de trecere, golurile vor fi deplasate spre regiunea P iar electronii spre regiunea N. Această acumulare de sarcină dă naştere unei diferenţe de potenţial la bornele celulei solare V_f care are semnul opus faţă de potenţialul de difuzie V_b ; prin urmare acţiunea radiaţiilor luminoase poate fi echivalată cu acţiunea unei tensiuni externe directe. Presupunînd că celula este în gol ($R_s \to \infty$) tensiunea V_f perturbă echilibrul termodinamic (fig. 4.50 *b*).

Considerăm acum procesele ce au loc la scurtcircuitarea celulei ($R_s \to 0$), presupunînd nivele mici de injecţie adică numărul perechilor electron-gol generate optic este mic în comparaţie cu p_{p0} şi n_{n0}. La scurtcircuitarea celulei sarcinile în exces acumulate în cele două regiuni se recombină dînd naştere curentului I_f prin firul ce realizează scurtcircuitul ; este evident că în acest caz $V_f \to 0$, deci sistemul se află într-un cvasi-echilibru termodinamic (fig. 4.50 *c*). În regiunile P şi N va exista un

gradient de concentraţie al purtătorilor minoritari întrucît golurile ce vin din P în N nu se recombină total la contactul ohmic ci concentraţia lor scade pe măsură ce înaintează în regiunea N ; acelaşi mecanism explică gradientul de concentraţie al electronilor din regiunea P.

Curentul I_f este direct proporţional cu intensitatea fluxului luminos Φ (Φ se măsoară în fotoni pe secundă)

$$I_f = \gamma_\Sigma \, \Phi, \tag{4.184}$$

unde γ_Σ reprezintă sensibilitatea integrală a celulei. Valoarea lui γ_Σ depinde de mai mulţi factori : natura materialului, forma şi dimensiunile joncţiunii, timpul de viaţă şi lungimile de difuzie ale purtătorilor, grosimea stratului în care are loc absorbţia maximă w_0 şi distanţa de regiunea de trecere etc., există celule solare cu $I_f = 20 \div 100$ mA.

Dacă am presupune că celula nu mai este luminată şi că la bornele ei ar acţiona tensiunea V_{f0} de la o sursă externă, prin joncţiune ar trece curentul direct

$$I = I_s \, (e^{V_{f0}/V_T} - 1), \tag{4.185}$$

care trebuie să fie egal cu I_f. Din ultimele două relaţii scoatem valoarea tensiunii de mers în gol ($R_s \to \infty$)

$$V_{f0} = V_T \, l_n \left(\frac{I_f}{I_s} + 1 \right). \tag{4.186}$$

În mod curent $V_{f0} = 0{,}1 \div 0{,}4$ V (există exemplare cu $V_{f0} = 1$ V) ; pentru a obţine V_{f0} mari este necesară mărirea curentului I_f şi micşorarea curentului de saturaţie I_s.

În figura 4.51 *a* este arătată dependenţa tensiunii V_{f0} de intensitatea fluxului luminos ; în figura 4.51 *b* este reprezentată o familie de caracte-

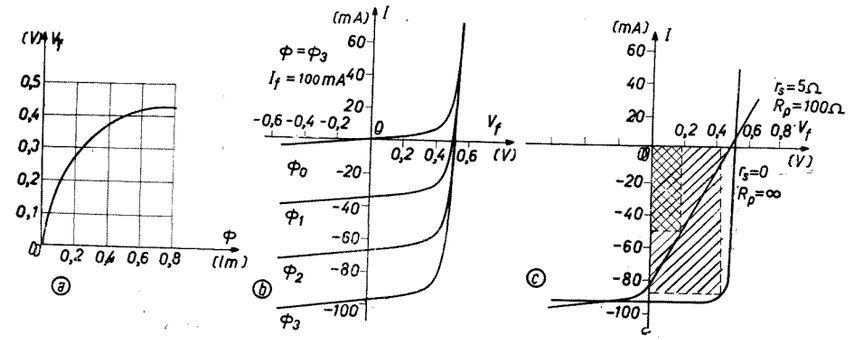


Fig. 4.51

ristici statice a unei celule solare tipice avînd Φ parametru. Întrucît caracteristicile trec prin cadranul IV, unde puterea este negativă, rezultă că de la celula solară poate fi extrasă energie.

În cazul unei rezistenţe de sarcină oarecare R_s curentul care circulă prin celulă solară este

$$I = I_s\,(e^{V_f/V_T} - 1) - I_f, \tag{4.187}$$

iar puterea de ieşire are expresia

$$P = IV_f = I_s\,V_f\,(e^{V_f/V_T} - 1) - I_f\,V_f. \tag{4.188}$$

Valoarea maximă a puterii se obţine din condiţia $dP/dV_f = 0$; efectuînd calculele rezultă

$$P_M = I_M\,V_{fM} = \frac{I_f\,V_{fM}^2}{V_T\,(1 + V_{fM}/V_T)}\left(\frac{I_s}{I_f} + 1\right), \tag{4.189}$$

Randamentul maxim de transformare a energiei solare în energie electrică este

$$\eta_M = P_M/P_\Phi. \tag{4.190}$$

Avînd în vedere că puterea transportată de razele solare pe cm² este aproximativ 135 mW, introducînd (4.189) în (4.190) pentru Si şi GaAs se obţine randamentul teoretic $\eta_M = 22 \div 28\,\%$. Randamentul măsurat are valori cuprinse între $\eta_M = 8 \div 15\,\%$ fiind aproximativ de două ori mai mic decît cel teoretic; micşorarea se datorează conductanţei de scăpări, rezistenţei regiunilor neutre şi reflexiilor razelor luminoase la suprafaţa de incidenţă. Într-adevăr, familia de caracteristici figura 4.51 *b* se referă la o celulă solară ideală, a cărei schemă echivalentă este arătată în figura 4.52 *a*

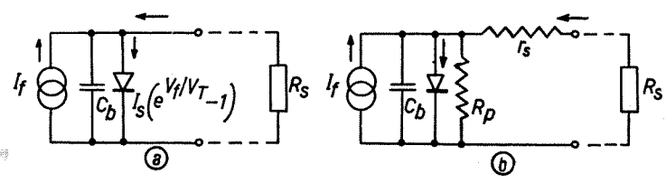


Fig. 4.52

În cazul celulei cu pierderi, schema echivalentă conţine elementele r_s, R_p de valori finite (fig. 4.52 *b*) iar caracteristica voltamperică are forma arătată în figura 4.51 *c*, unde este arătată şi caracteristica celulei ideale. Puterile furnizate de celula ideală şi reală sînt proporţionale cu ariile dreptunghiurilor haşurate.

Caracteristica spectrală a celulei fotovoltaice se defineşte ca variaţia curentului de scurtcircuit în funcţie de lungimea de undă a radiaţiei incidente. Pentru deducerea unei expresii analitice aproximative se consideră modelul unidimensional al unei celule cu regiunea N expusă radiaţiilor (fig. 4.53 *a*) în care se presupune că lărgimea regiunii de trecere este foarte mică în raport cu lungimile de difuzie ale purtătorilor minoritari L_p, L_n. Densitatea fotonilor în volumul semiconductorului scade exponenţial cu distanţa $\Phi_{(x)} = \Phi_0 e^{-\alpha x}$ unde α este coeficientul de absorbţie iar Φ_0 este intensitatea fluxului la suprafaţa regiunii N; viteza de generare a perechilor electron-gol variază de asemenea după o lege exponenţială

$$G_{(x)} = \eta\,\Phi_0\,\alpha\,e^{-\alpha x}, \tag{4.191}$$

unde η reprezintă eficienţa cuantică (numărul de perechi electron-gol generate în urma absorbţiei unui foton).

În regiunea N la distanţa x de joncţiune golurile create vor avea o componentă proporţională cu $\exp\{-(d-x)/L_p\}$ care difuzează spre joncţiune. Numărul total de goluri ce ajung la joncţiune este

$$N_p = \int_0^d G_{(x)}\,e^{-(d-x)/L_p}\cdot dx = \frac{\eta\alpha\,\Phi_0}{\alpha - 1/L_p}\,[e^{-d/L_p} - e^{-\alpha d}]. \tag{4.192}$$

Analog numărul electronilor generaţi în regiunea P ce ajunge la joncţiune este

$$N_n = \int_d^\infty G_{(x)}\,e^{-(d-x)/L_n}\cdot dx = \frac{\eta\alpha\,\Phi_0}{\alpha + (1/L_n)}\,e^{-\alpha d}. \tag{4.193}$$

Numărul total de purtători ce traversează joncţiunea este

$$N_t = N_p + N_n = \frac{\eta\alpha\,\Phi_0}{1 - (1/L_p)}\,[e^{-d/L_p} - e^{-\alpha d}] + \frac{\eta\alpha\,\Phi_0}{\alpha + (1/L_n)}\,e^{-\alpha d}. \tag{4.194}$$

Întrucît energia fotonului este proporţională cu frecvenţa radiaţiei, densitatea fotonilor dintr-un flux monoenergetic este direct proporţională cu lungimea de undă, prin urmare $\Phi_0 = K_0\lambda$. În regim staţionar curentul este constant şi proporţional cu N_t

$$I_{sc}\,(\lambda) = q\,K_0\,\lambda\,\eta\alpha\left\{\frac{L_p}{1 - \alpha\,L_p}\,[e^{-\alpha d} - e^{-d/L_p}] + \frac{L_n}{1 + \alpha L_n}\,e^{-\alpha d}\right\}. \tag{4.195}$$

În general $\alpha\,L_n, \alpha L_p \ll 1$ şi $d/L_p \gg 1$ iar (4.195) devine

$$I_{sc}\,(\lambda) = q\,K_0\,\lambda\eta\,\alpha\,(L_p + L_n)\,e^{-\alpha d}. \tag{4.196}$$

Relaţia (4.196) este în bun acord cu rezultatele experimentale (fig. 4.53 *b*); măsurătorile s-au efectuat pe o celulă solară cu Si avînd grosimea regiunii $Nd = 2$ μm.

Posibilităţi largi de a obţine caracteristici spectrale dorite oferă celulele fotovoltaice realizate cu heterojoncţiuni [36].

Teoria efectului fotovoltaic în structurile PIN este dezvoltată în lucrarea [46].

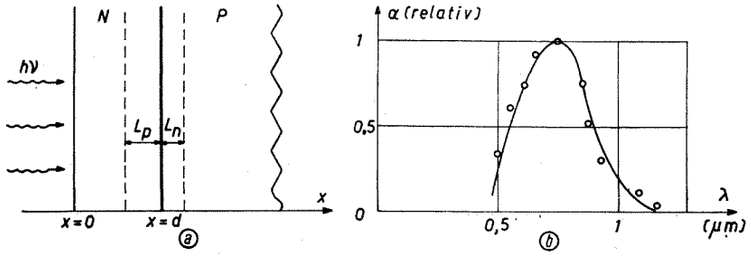


Fig. 4.53

Pile atomice. Afară de celulele solare în care generarea purtătorilor în exces se datorează radiaţiilor solare, există dispozitive semiconductoare în care generarea perechilor electron-gol se datoreşte altor tipuri de radiaţii: raze X, radiaţii γ, particule de înaltă energie (fascicule electronice, radiaţii β ale elementelor radioactive, radiaţii cu neutroni, protoni şi particule α). Fiind dat că particulele de înaltă energie pot schimba proprietăţile joncţiunii ideale prin deteriorarea reţelei cristaline, trebuie luate precauţiile necesare pentru înlăturarea acestor efecte nedorite.

Foarte răspîndite sînt pilele cu stronţiu-90, ale cărui radiaţii β generează perechi electron-gol. Aceste pile au o eficienţă ridicată întrucît un electron emis de Sr—90 poate crea pînă la $2 \cdot 10^5$ perechi electron-gol; de asemenea durata de funcţionare este foarte mare în general mai mare de 20 de ani, fiind dat că intensitatea radiaţiei β a Sr—90 scade la jumătate după aproximativ 25 ani.

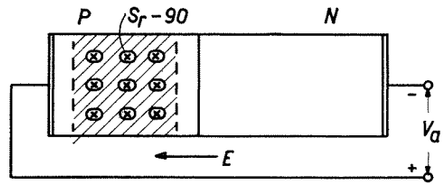


Fig. 4.54

Cea mai simplă construcţie este arătată în figura 4.54 şi constă dintr-o joncţiune *PN* clasică la care în timpul procesului de fabricaţie o anumită porţiune a regiunii *P* din apropierea regiunii de trecere se dopează cu atomi de Sr—90 în concentraţii relativ mici.

Electronii şi golurile în exces create de radiaţiile β se separă sub influenţa cîmpului electric intern *E* dînd astfel naştere unei forţe electromotoare la bornele pilei.

IV.11.3. Fotodetectori rezistivi (fotorezistori)

Fotodetectorii sînt dispozitive de măsurare şi înregistrare a radiaţiilor luminoase. În funcţie de materialul semiconductor, configuraţia geometrică şi tehnologia de fabricaţie (grosimea stratului, densitatea impurităţilor, structura cristalină) există numeroase tipuri de fotodetectori cu semiconductori care pot fi împărţite în două categorii: *fotorezistori* a căror funcţionare se bazează pe variaţia conductivităţii electrice sub influenţa radiaţiilor luminoase; *fotodetectori cu joncţiune* (sau bariere Schottky) a căror funcţionare constă în variaţia curentului de saturaţie a joncţiunii polarizată invers.

Pentru caracterizarea performanţelor fotodetectorilor se utilizează mai multe mărimi, nefiind încă stabilită o terminologie riguroasă. Enumerăm cîteva mărimi mai des utilizate: a) raportul semnal/zgomot; b) puterea echivalentă de zgomot P_{zg}; c) factor de detecţie

$$D^* = \frac{(S\,\Delta f)^{1/2}}{P_{zg}}, \tag{4.197}$$

unde S este aria fotodetectorului, Δf reprezintă banda de trecere; d) caracteristica spectrală; e) cîştigul (sensibilitatea) fotodetectorului

$$K_f = \frac{\Delta I}{q\,G_{np}}, \tag{4.198}$$

unde ΔI reprezintă numărul de purtători ce trec prin contacte în unitate de timp (curentul), G_{np} reprezintă numărul total de perechi electron-gol generaţi de radiaţiile luminoase; f) timpul de răspuns τ_f.

Fotodetectorii rezistivi se realizează în două variante: sub formă de filme semiconductoare depuse pe suporturi izolatoare şi sub formă de bare semiconductoare. Contactele ohmice se realizează la fel ca pentru diodele semiconductoare.

Considerăm o bară din semiconductor intrinsec (fig. 4.55 *a*) la bornele căreia este aplicată tensiunea V; la întuneric conductanţa are o valoare foarte mică, prin urmare şi curentul este foarte mic. Purtătorii în exces ce iau naştere sub acţiunea radiaţiilor luminoase se deplasează spre contactele ohmice (colectori) cu vitezele $v_n = \mu_n E$, $v_p = \mu_p E$.

Avînd în vedere că o parte din purtătorii în exces se recombină pentru mărirea cîştigului K_f este necesar ca lungimile de difuzie să fie mari în raport cu lungimea barei; în cazul fotorezistorilor cîştigul (sensibilitatea) poate fi exprimat în funcţie de timpul de viaţă al purtătorilor şi

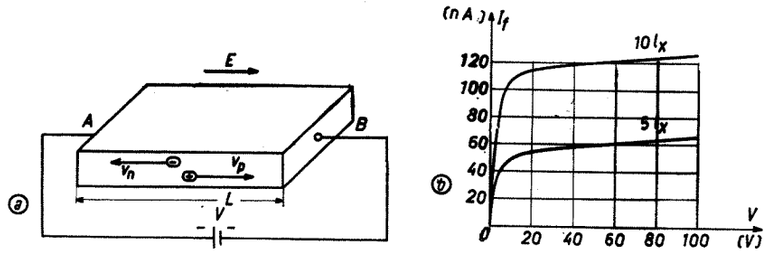


Fig. 4.55

timpul de tranzit, $t_r = v/L = \mu V/L^2$. Referindu-ne la un singur tip de purtători (electroni) putem scrie

$$K_{fn} = \frac{\tau_n}{t} = \frac{\tau_n \mu_n V}{L^2}. \qquad (4.199)$$

Mărirea sensibilităţii K_f necesită confecţionarea unor fotorezistori cu τ_n, τ_p mari şi lungime mică; totodată trebuie precizat că mărirea timpului de viaţă al purtătorilor atrage după sine mărirea timpului de răspuns τ_f, fapt ce limitează gama de frecvenţe, aceste dispozitive neputînd fi folosite de exemplu pentru detecţia informaţiilor transmise prin fascicule laser modulate cu frecvenţe înalte. Prin timp de răspuns se înţelege timpul necesar scăderii curentului pînă la valoarea de întuneric atunci cînd se întrerupe fasciculul luminos. Pentru un semiconductor mediu $K_f = 10^5$, $\tau_f = 10^{-3}$ s.

În mod curent se utilizează metoda sensibilizării semiconductorului pur prin adăugirea unui mic procentaj de impurităţi; de exemplu dacă într-o bară de CdS se adaugă Cl în proporţie de $2/10^6$, cîştigul K_f poate fi mărit de $10^3 \div 10^6$ ori în timp ce conductivitatea creşte de la 10^{-12} $(\Omega\ \text{cm})^{-1}$ la 1 $(\Omega\ \text{cm})^{-1}$. Pentru semiconductorii dopaţi şi lungimea de undă critică λ_0 se măreşte întrucît pot apărea tranziţii suplimentare între nivelele de impurităţi şi ZC sau ZV.

Avînd în vedere că purtătorii generaţi pe cale termică iau parte la formarea curentului, fotorezistorii sînt puternic influenţaţi de temperatură, avînd un nivel de zgomot ridicat. Din această cauză acest tip de fotodetectori se utilizează în special pentru detecţia fasciculelor intense şi a radiaţiilor infraroşii.

În figura 4.55 *b* sînt arătate caracteristicile voltamperice ale unui fotorezistor confecţionat din CdSe; cu excepţia unei mici porţiuni iniţiale curentul este slab influenţat de tensiunea externă.

IV.11.4. Fotodetectori cu joncţiuni

Utilizarea surselor luminoase coerente şi incoerente într-o largă gamă spectrală a pus problema construirii unor fotodetectori sensibili şi de viteză ridicată. Foarte răspîndiţi sînt fotodetectori cu joncţiuni (fotodiode) datorită performanţelor ridicate: raport semnal/zgomot mare, sensibilitatea ridicată, timp de răspuns mic, uşurinţă de schimbare a caracteristicii spectrale etc. Fotodioda constă dintr-o joncţiune polarizată invers în care curentul invers este modulat de către radiaţia incidentă; purtătorii în exces pot lua naştere fie în limitele regiunii de trecere fie în apropierea acestei regiuni şi apoi difuzează spre ea. După tipul joncţiunii şi a valorii tensiunilor de polarizare distingem mai multe tipuri de fotodiode: PN, PIN, MS (bariere Schottky), în avalanşă, heterojoncţiuni; pentru fiecare tip există variante constructive care diferă prin grosimea suportului şi a regiunii expusă radiaţiei, prin forma joncţiunii şi concentraţia impurităţilor. În cazul detecţiei unor fascicule puternic focalizate sau a radiaţiilor nucleare se utilizează dispozitive cu efect fotoelectric *longitudinal* care permit determinarea unghiului de incidenţă a radiaţiilor sau coordonatelor punctului iradiat.

Principalii parametrii ce caracterizează fotodiodele sînt: caracteristica spectrală, coeficientul de absorbţie, răspunsul fotodiodei în funcţie de frecvenţa de modulaţie a fasciculului luminos (timp de răspuns), puterea furnizată la ieşire, semnalul minim detectat.

Caracteristica spectrală reprezintă dependenţa dintre fotocurent şi lungimea de undă a radiaţiei incidente. Lungimea de undă maximă λ_0 este determinată de lărgimea zonei interzise ($\lambda_0 = 1{,}6$ μm pentru Ge, $\lambda_0 = 1{,}1$ μm pentru Si); de asemenea în apropierea lungimii de undă critice λ_0 are loc o scădere rapidă a coeficientului de absorbţie (fig. 4.56 *a*). Lungimea de undă minimă este determinată în principal de variaţia eficienţei cuantice η (fig. 4.56 *b*). Odată cu micşorarea lungimii de undă, coeficientul de absorbţie ia valori foarte mari ($\alpha \simeq 10^5$ cm^{-1}) drept urmare radiaţiile sînt puternic absorbite în apropierea suprafeţei unde au loc recombinări rapide; prin urmare majoritatea purtătorilor în exces se recombină înainte de a ajunge în regiunea de trecere. Din această cauză are loc o scădere pronunţată a eficienţei cuantice efective.

Răspunsul fotodiodei în funcţie de frecvenţa de modulaţie este determinat de trei factori: difuzia purtătorilor generaţi în afara regiunii de trecere, viteza de derivă în regiunea de trecere, capacitatea joncţiunii. Pentru a obţine o bună curbă de răspuns joncţiunea trebuie amplasată foarte aproape de suprafaţă de incidenţă în vederea micşorării timpului de difuzie; de asemenea trebuie aleasă o lărgime optimă a joncţiunii (re-

giunii de trecere) : o joncţiune largă permite absorbţia unei cantităţi importante de energie incidentă şi are capacitatea mică însă frecvenţă maximă de modulaţie va fi limitată de timpul de tranzit al purtătorilor minoritari în regiunea de trecere.

Puterea furnizată la ieşire de fotodiodă este funcţie de valoarea curentului, de rezistenţa de sarcină şi de elementele schemei echivalente.

Semnalul minim detectat depinde de zgomotele proprii, de zgomotele preamplificatorului şi de rezistenţa de sarcină.

În acest aliniat se tratează succint fotodiodele PN şi PIN, tratarea bazîndu-se pe lucrările [37], [38].

Modelul zonal pentru fotodiodă cu joncţiune *PN* clasică este arătat în figura 4.57 *a*.

În absenţa radiaţiei prin fotodiodă circulă curentul de *întuneric* datorat purtătorilor minoritari generaţi termic; fluxul luminos incident generează perechi electron-gol care ajungînd în regiunea de trecere produc creşterea curentului prin joncţiune şi prin circuitul extern. Fiind dat că

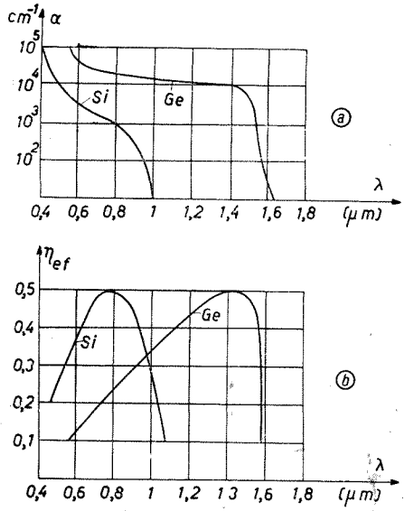


Fig. 4.56

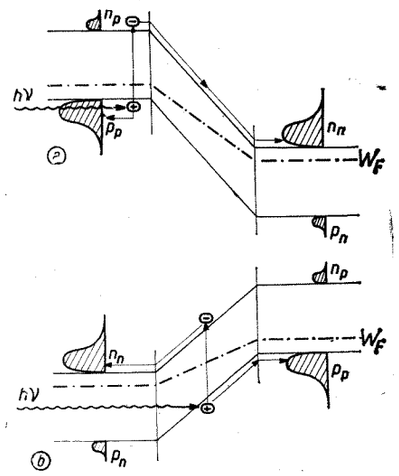


Fig. 4.57

$D_n > D_p$ pentru micşorarea timpului de difuzie fotodiodele PN se construiesc cu regiunea P expusă la radiaţii. Fotocurentul nu depinde de tensiunea aplicată, exceptînd valorile apropiate de cea de străpungere (fig. 4.58).

În figura 4.57 *b* este arătat modelul zonal pentru o fotodiodă PIN. Dacă la fotodioda PN se presupune că absorbţia şi generarea au loc în special în regiunea *P*, la fotodiodele PIN absorbţia şi generaţia au loc în regiunea de trecere (regiunea intrinsecă) a cărei lărgime optimă este $l_i \simeq 1/\alpha$.

La fotodiodele PN pulsaţia maximă de modulaţie ω_m este limitată de timpul de difuzie, la fotodiodele PIN ω_m este limitată de timpul de tranzit. În cazul fotodiodelor PIN radiaţiile pătrund în regiunea intrinsecă traversînd regiunea *N* realizată sub forma unui strat foarte subţire.

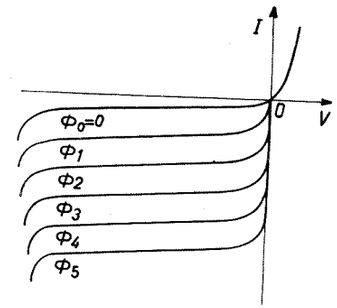


Fig. 4.58

În regim staţionar fotocurentul prin joncţiune are două componente

$$I_\Phi = I_D + I_{Dr}, \tag{4.200}$$

unde I_D este curentul de difuzie datorat purtătorilor generaţi în afara regiunii de trecere, I_{Dr} este curentul de derivă datorat purtătorilor generaţi în interiorul regiunii de trecere. În cazul fotodiodelor PN rolul preponderent este jucat de I_D iar în cazul fotodiodelor PIN de I_{Dr}.

Curentul I_D se calculează din relaţia clasică

$$I_D = qD_n \left(\frac{\partial n_p}{\partial x}\right)_{x=w}, \tag{4.201}$$

unde w este grosimea regiunii P (regiunea expusă radiaţiilor se numeşte bază, iar regiunea opusă se numeşte colector).

Pentru determinarea expresiei purtătorilor minoritari se porneşte de la ecuaţia de continuitate în regim staţionar

$$G_{(x)} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} = 0, \tag{4.202}$$

pe care o punem sub forma

$$\frac{\partial^2 n_n}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{L_n^2} + \frac{\eta\, \alpha \Phi_0\, e^{-\alpha x}}{D_n} = 0, \tag{4.203}$$

a cărei soluţie este [37]

$$n_p - n_{p0} = A\,e^{x/L_n} + Be^{-x/L_n} + \frac{\eta\alpha\,\Phi_0 L_n^2}{D_n(1-\alpha^2L_n^2)}\,e^{-\alpha x}. \qquad (4.204)$$

Punînd condiţiile la limită

$$\left.\begin{aligned} x=0 \quad & D_n\left(\frac{\partial n_p}{\partial x}\right)_{x=0} = S\,(n_p - n_{p0}),\\ x=w \quad & n_p = n_{p0}\,e^{V/V_T} \simeq 0, \end{aligned}\right\} \qquad (4.205)$$

unde S este viteza de recombinare de suprafaţă şi, trecînd peste calcule laborioase, precizăm că I_D are două componente [38]

$$I_D = I_0 + q\,\Phi_0\,F(\alpha), \qquad (4.206)$$

unde I_0 este curentul de întuneric iar $q\Phi_0 F(\alpha)$ reprezintă fotocurentul propriu-zis; $F(\alpha)$ este o funcţie complicată de α, w, D_n şi S care se dă sub formă de grafice [37].

Curentul I_{Dr} se calculează după relaţia

$$I_{Dr} = -q\int_0^{l_i} G(x)\,dx = q\eta\,\Phi_0\,(1 - e^{-\alpha l_i}). \qquad (4.207)$$

Considerăm că fluxul este modulat în intensitate, avînd expresia $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1 e^{j\omega t}$; referindu-ne la o fotodiodă PIN, purtătorii generaţi în limitele regiunii intrinseci se deplasează sub influenţa cîmpului E dînd naştere curentului de conducţie (componenta alternativă)

$$I_{cdr}(x) = q\eta\,\Phi_1\,e^{j\omega(t - x/v_t)}. \qquad (4.208)$$

Fiind dat că purtătorii traversează regiunea intrinsecă într-un interval de timp t_r comparabil cu perioada semnalului de modulaţie, trebuie luate în consideraţie defazajele ce apar între variaţiile fluxului şi variaţiile fotocurentului şi fototensiuni. În aceste condiţii fotocurentul de înaltă frecvenţă are două componente, una de *inducţie* şi una de *deplasare*

$$I_\Phi(\omega) = I_{ind} + I_{dp} = \frac{1}{l_i}\int_0^{l_i}\left(I_{cdr} + \varepsilon_s\frac{\partial E}{\partial t}\right)dx, \qquad (4.209)$$

iar după integrare

$$I_\Phi(\omega) = \left[\frac{j\omega\varepsilon_s V}{l_i} + q\eta\,\Phi_1\frac{1 - e^{j\omega t_r}}{j\omega\,t_r}\right]e^{j\omega t}, \qquad (4.210)$$

unde $t_r = l_i/v_t$ se numeşte timp de tranzit iar V este tensiunea aplicată.

Pentru evaluarea influenţei timpului de tranzit se studiază variaţia curentului de scurtcircuit în funcţie de unghiul de tranzit ωt_r; din (4.210)

$$I_{sc}(\omega) = q\eta\,\Phi_1\frac{1 - e^{j\omega t_r}}{j\omega\,t_r}\,e^{j\omega t}, \qquad (4.211)$$

rezultă relaţia ce arată că pentru $\omega t_r > 1$ curentul I_{sc} scade rapid odată cu creşterea pulsaţiei.

Scheme echivalente

Distingem trei categorii de scheme echivalente: în regim continuu, în regim de modulaţie a fluxului, în prezenţa curentului de zgomot.

1) În regim continuu schema echivalentă (fig. 4.59 *a*) conţine următoarele elemente: generatorul de curent constant de amplitudine $I = I_{Dr} + q\Phi_0\,F(\alpha)$, generatorul de curent constant de amplitudine I_0 (curent de întuneric), capacitatea joncţiunii C_j înseriată cu potenţialul de difuzie, rezistenţa ohmică serie r_b a regiunii expuse radiaţiei, admitanţă paralel G_j ce şuntează joncţiunea.

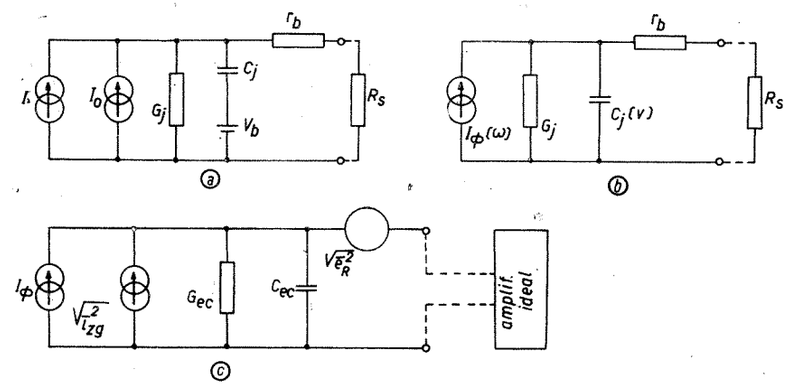


Fig. 4.59

2) În regim de modulaţie a fasciculului în schema echivalentă intervin numai elementele ce depind de frecvenţă (fig. 4.59 *b*): curentul $I_\Phi(\omega)$ conductanţa G_p, capacitatea joncţiunea şi rezistenţa ohmică a regiunii expuse radiaţiei (pentru fotodiodele PIN $r_b \simeq 0$).

3) Schema echivalentă completă în regim de modulaţie (alternativ) trebuie să includă şi elemente ce caracterizează diferitele tipuri de zgomote;

puterea minimă a fasciculului detectat este limitată de nivelul zgomotelor. Există trei tipuri de zgomote [37]: zgomote termice, zgomote datorate fluctuaţiilor procesului de generare-recombinare şi zgomote de joasă frecvenţă, invers proporţionale cu frecvenţa ($1/f$). La frecvenţe înalte zgomotele ($1/f$) se neglijează şi sursa de zgomote este constituită din generatorul echivalent de curent de zgomot

$$\bar{i}_{zg}^2 = \bar{i}_T^2 + \bar{i}_{GR}^2 = (4k\ T\ G_{ec} + 2q\ I_\Phi)\ \Delta f, \tag{4.212}$$

unde $\bar{i}_T^2$ este datorat fluctuaţiilor termice pe conductanţa echivalentă G_{ec}, $\bar{i}_{GR}^2$ este datorat fluctuaţiilor de generare-recombinare, Δf este banda de frecvenţe.

De asemenea trebuie luată în consideraţie tensiunea echivalentă de zgomot cauzată de preamplificator; preamplificatorul real se înlocuieşte cu un preamplificator ideal la intrarea căruia acţionează tensiunea de zgomot

$$\bar{e}_R^2 = 4k\ T\ R_{iz}\ \Delta f, \tag{4.213}$$

unde R_{iz} este rezistenţa de zgomot a preamplificatorului.

Neglijînd rezistenţa serie r_o, schema echivalentă completă pentru componenta alternativă şi pentru zgomote este arătată în figura 4.59 *c*, unde G_{ec} şi C_{ec} includ elementele fotodiodei şi ale sarcinii ($G_{ec} = G_j + G_s$, $C_{ec} = C_j + C_s$).

Raportul semnal/zgomot se defineşte ca raportul dintre pătratul tensiunii de semnal şi valoarea medie pătratică a tensiunii de zgomot totale, ambele măsurate la intrarea preamplificatorului ideal. Avem

$$e_s^2 = \frac{I_\Phi^2\ (\omega)}{G_{ec}^2 + \omega^2\ C_{ec}^2}, \tag{4.214}$$

$$\bar{e}_R^2 = \left(\frac{2q\ I_\Phi + 4kT\ G_{ec}}{G_{ec}^2 + \omega^2\ C_{ec}^2} + 4k\ T\ R_{iz}\right)\Delta f, \tag{4.215}$$

deci

$$s/z = \frac{e_s^2}{\bar{e}_R^2} = \frac{I_\Phi^2\ (\omega)}{[2q\ I_\Phi + 4kT\ G_{ec} + 4k\ TR_{iz}\ (G_{ec}^2 + \omega^2\ C_{ec}^2)]\ \Delta f}. \tag{4.216}$$

Puterea echivalentă de zgomot se defineşte ca valoarea puterii fluxului incident cînd raportul semnal/zgomot devine 1; în aceste condiţii din (4.216) obţinem expresia fotocurentului

$$I_{\Phi 0}^2\ (\omega) = [2qI_0 + 4kTG_{ec}\ (1 + G_{ec}\ R_{iz}) + \omega^2 4kTR_{iz}\ C_{ec}^2]\ \Delta f. \tag{4.217}$$

Fiind dat că puterea fluxului incident este foarte mică în (4.217) curentul I_Φ a fost înlocuit cu curentul de întuneric; înmulţind (4.217) cu R_s se obţine puterea echivalentă de zgomot.

IV.11.5. Tipuri de fotodetectori

În acest aliniat sînt descrise cîteva tipuri de fotodetectori: fotodiode cu barieră Schottky, cu heterojoncţiuni, cu avalanşă, fotodetectori cu efect longitudinal.

a) Fotodiode cu barieră Schottky [39], [40]

Fotodiodele cu contact MS au o sensibilitate foarte mare şi pot fi utilizate în ultraviolet; datorită sensibilităţii ridicate, fotodiodele cu bariere Schottky pot înlocui multiplicatorii fotoelectronici cu vid în instalaţiile cu scintilatori, fapt ce prezintă importanţă pentru aparatura ştiinţifică din navele cosmice. Frecvenţa de modulaţie este limitată de timpul de tranzit al purtătorilor în regiunea de trecere.

Construcţia tipică este arătată în figura 4.60 *a*: pe un suport de Si de tip N se depune un strat subţire de Au ($d = 50 \div 100$ Å) de care se lipeşte contactul exterior; pentru micşorarea coeficientului de reflexie, stratul de Au se acoperă cu un strat antireflexiv din ZnS avînd grosimea de 100 Å.

Modelul zonal la echilibru termodinamic este cel arătat în figura 4.21 *b*; pentru cazul aplicării unei polarizări inverse modelul zonal este arătat în figura 4.60 *b*, *c*. În funcţie de energia cuantei luminoase distingem trei regiuni de funcţionare:

1) În cazul $W_{MN} < h\nu < W_g$ şi $V_i < V_s$ (V_s este tensiunea de străpungere electrică a joncţiunii) fotonii pot excita numai electronii din metal care, învingînd bariera energetică W_{MN} trec în semiconductor (fig. 4.60 *b*) formînd fotocurentul I_Φ.

2) În cazul $h\nu > W_g$ şi $V_i < V_s$ majoritatea purtătorilor în exces sînt generaţi în regiunea de trecere (fig. 4.60 *c*), fotodioda avînd caracteristici asemănătoare cu fotodiodele PIN.

3) În cazul $h\nu > W_g$ şi $V_i \simeq V_s$ are loc multiplicarea în avalanşă a fotocurentului, adică se obţine o fotodiodă cu avalanşă.

b) Fotodiode cu heterojoncţiuni

Datorită faptului că se utilizează materiale cu W_g diferite, frecvenţa de modulaţie a fasciculului este determinată în special de raportul coeficienţilor de absorbţie ai celor două materiale şi este slab influenţat de distanţa dintre suprafaţa de incidenţă şi joncţiune.

Construcția descrisă în [41] este formată din Ge de tip P și GaAs de tip N (fig. 4.61 *a*); lumina cade pe GaAs însă datorită coeficientului mic de absorbție ($\alpha \simeq 10$ cm^{-1}) majoritatea radiațiilor incidente (90 %) sînt absorbite în Ge unde, pentru $\lambda = 8460$ Å $\alpha = 2{,}4 \cdot 10^4$ cm^{-1}. Datorită faptului că purtătorii în exces sînt generați în apropierea regiunii

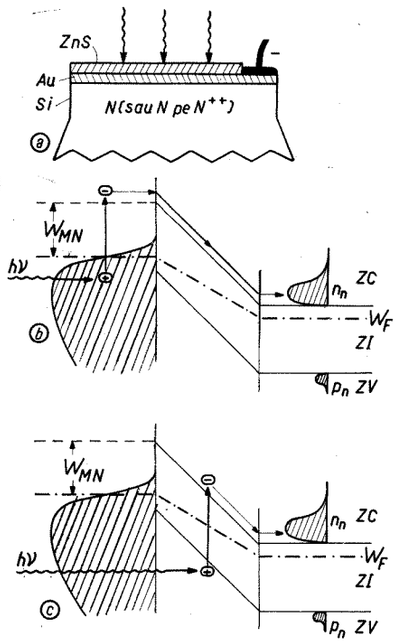


Fig. 4.60

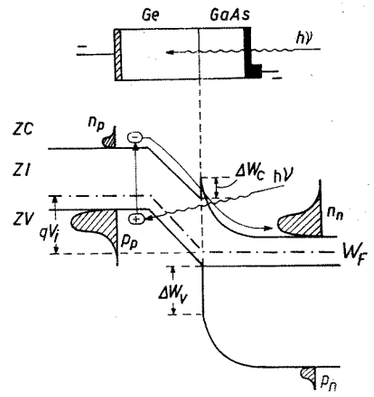


Fig. 4.61

de trecere și nu în apropierea suprafeței de incidență, fotodioda are bune proprietăți de frecvență și nu este influențată de condițiile de suprafață.

Modelul zonal al fotodiodei cu heterojoncțiuni în cazul polarizării inverse este arătată în figura 4.61 *b*. Electronii generați în Ge se deplasează spre GaAs traversînd regiunea de trecere; bariera energetică ΔW_c, datorată discontinuității nivelelor W_c a celor două materiale, poate fi traversată prin efect tunel, sau de către electronii care au energii suficient de mari. Tensiunile inverse nu trebuie să aibă valori exagerat de mari întrucît pot avea loc procese de tunelare interzonale și multiplicare în avalanșă.

Capacitatea heterojoncțiunii este mai mare decît a structurilor PIN de aceea pentru a putea funcționa cu frecvențe de modulație mari este necesar să se micșoreze rezistența de sarcină.

c) Fotodiode cu multiplicare în avalanșă [42,] [43]

Datorită multiplicării interne a curentului fotodiodele cu avalanșă sînt cele mai sensibile dispozitive fotodetectoare; de asemenea produsul cîștig × bandă de trecere are valori foarte ridicate atingînd 100 GHz, astfel că aceste fotodiode pot funcționa satisfăcător în domeniul microundelor.

Fotodioda cu avalanșă constă dintr-o joncțiune PN sau barieră Schottky polarizate cu tensiuni inverse suficient de mari pentru a produce multiplicarea în avalanșă a curentului.

Principalul inconvenient ce poate apărea în fotodiodele cu avalanșă este formarea microplasmei, un volum în care cîmpul are valori mai mici decît în restul regiunii de trecere, fapt ce produce scăderea coeficientului de multiplicare; de asemenea în unele cazuri pot avea loc străpungeri locale datorite curburilor joncțiunii sau neuniformităților de dopare.

Pentru eliminarea microplasmelor și a străpungerilor locale s-au propus construcții perfecționate [43] în care aria activă este înconjurată de un inel de gardă (fig. 4.62 *a*); regiunea N^{++} expusă radiațiilor are grosimea foarte mică, 0,3 ÷ 0,5 μm, iar inelul de gardă este constituit dintr-o regiune de tip N slab dopată, realizată prin difuzie.

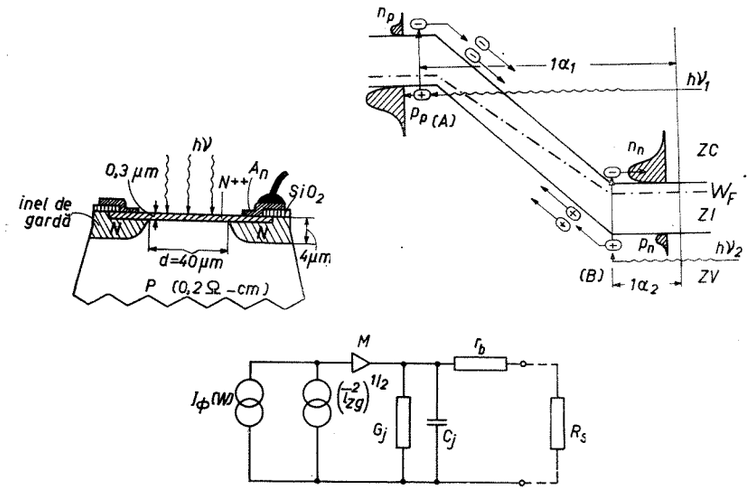


Fig. 4.62

Pentru micșorarea probabilității de formare a microplasmelor regiunea de tip P (suportul) trebuie să fie foarte uniform dopată și să nu conțină dislocații. Avînd în vedere că diametrul inelului de gardă este mai mare

decît al regiunii active şi că concentraţia impurităţilor este mai mică, multiplicarea curentului are loc în principal în limitele regiunii active fiind uniform distribuită în spaţiu.

Modelul zonal al fotodiodei cu avalanşă este arătat în figura 4.62*b*; în funcţie de lungimea de undă a radiaţiilor luminoase se schimbă natura curentului prin joncţiune: pentru λ mari (cazul A) multiplicarea este iniţiată de electroni, pentru λ mici (cazul B) multiplicarea este iniţiată de goluri.

Coeficientul de fotomultiplicare M_Φ se defineşte ca raportul dintre fotocurentul multiplicat I_Φ şi fotocurentul $I_{\Phi 0}$ la tensiuni joase unde nu au loc fenomene de multiplicare

$$M_\Phi = \frac{I_\Phi}{I_{\Phi 0}} = \frac{1}{1 - (V_i/V_s)^m}, \tag{4.218}$$

unde V_s este tensiunea de străpungere, V_i este tensiunea inversă aplicată, m este un coeficient ce depinde de natura materialului şi concentraţia impurităţilor.

Pentru studiul caracteristicilor statice şi a comportării fotodiodei în circuitul de măsurare trebuie luat în consideraţie şi curentul de întuneric; în acest caz coeficientul de multiplicare este

$$M_\Phi = \frac{I_\Phi + I_{in}}{I_{\Phi 0} + I_{in0}} = \frac{I}{I_{pr}} = \frac{1}{1 - [(V_i - IR)/V_s]^m}, \tag{4.219}$$

unde I_{pr} reprezintă curentul primar, I_{in0} este curentul de întuneric iniţial, I_{in} este curentul de întuneric multiplicat.

Pentru a lua în consideraţie coeficientul de multiplicare în schema echivalentă completă se introduce elementul M (fig. 4.64 *c*). Avînd în vedere că

$$\bar{i}^2_{zg} = 2q\, I_{pr}\, M^\beta\, \Delta f, \tag{4.220}$$

şi procedînd ca în paragraful IV.11.4, obţinem

$$s/z = \frac{I^2_\Phi(\omega)\, M^2}{2q\, I_{pr}\, M^\beta \Delta f}. \tag{4.221}$$

Pentru o fotodiodă cu Ge la care $\beta = 3$ s-a constatat că raportul s/z este maxim pentru $M \simeq 5$; de asemenea experienţa arată că zgomotele sînt mai mici cînd multiplicarea este iniţiată de electroni.

Construcţia fotodiodei cu barieră Schottky este arătată în figura 4.63 *a*: pe un suport de Si tip N se depune un strat de aliaj PtSi avînd grosimea de 50 ÷ 100 Å; inelul de gardă este constituit dintr-o regiune

de tip P realizată prin difuzie, înlăturîndu-se total curenţii de scurgere. Aceste fotodiode pot funcţiona normal în cazul cînd radiaţia soseşte sub formă de impulsuri de durată foarte scurtă $\tau_i = 0{,}8 \cdot 10^{-9}$s, avînd o multiplicare internă de aproximativ 35. Modelul zonal este arătat în figura 4.63 *b* de unde rezultă că fotodiodele cu barieră Schottky se pot utiliza

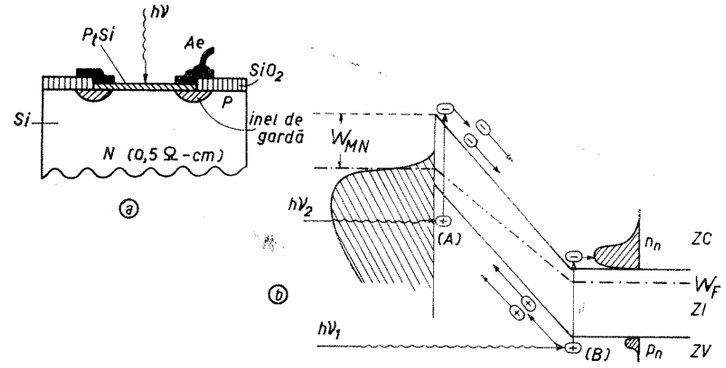


Fig. 4.63

pentru detectarea radiaţiilor ultraviolete întrucît aceste radiaţii, după ce străbat pelicula metalică generează purtători în apropierea suprafeţei de separaţie (cazul A) şi multiplicarea este iniţiată de electroni, pentru care zgomotele sînt mai mici.

d) Fotodetectori cu efect longitudinal

În fotodetectorii descrişi pînă acum s-a presupus că suprafaţa expusă radiaţiei este uniform iradiată iar migraţia purtătorilor, curenţii şi tensiunile ce iau naştere variază numai după o direcţie perpendiculară pe joncţiune; aceste dispozitive semiconductoare fotoelectronice se numesc dispozitive cu efect *transversal*. În 1957 Wallmark [44] a realizat fotodetectori cu efect *longitudinal* în care iau naştere tensiuni ce acţionează într-un plan paralel cu joncţiunea. Există numeroase posibilităţi de realizare a fotodetectorilor cu efect longitudinal utilizîndu-se materialele Ge, InSb, InAs dopate cu As, Zn, Cd etc.

Construcţia descrisă în [44] constă dintr-o placă de Ge de tip N în care se realizează o regiune P puternic dopată cu In obţinînd astfel o joncţiune P^+N (fig. 4.64 *a*).

Presupunem că joncţiunea se află la echilibru termodinamic (nu sînt aplicate tensiuni externe şi nu acţionează fasciculul luminos). Prin aplicarea fasciculului luminos puternic focalizat în punctul A (fig. 4.64*b*)

are loc generarea de perechi electron-gol în regiunea de trecere şi în apropierea ei. Datorită cîmpului electric transversal ce acţionează în regiunea de trecere golurile se deplasează în regiunea P^+ iar electroni în regiunea N; această acumulare de sarcină dă naştere unei fototensiuni transversale la fel ca şi în cazul celulelor fotovoltaice. Avînd în vedere că regiunea P^+

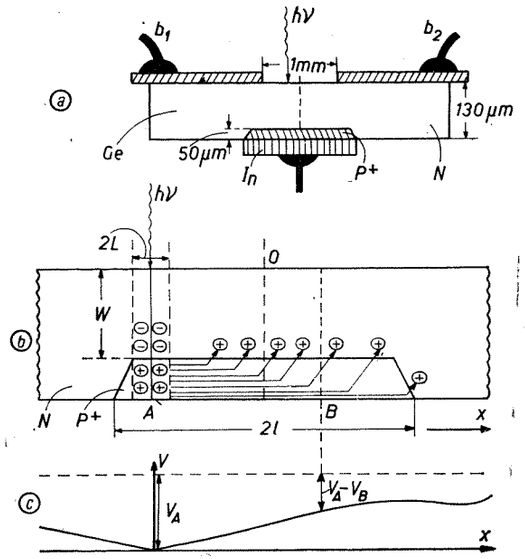


Fig. 4.64

are o conductivitate electrică foarte mare se poate presupune că într-un interval de timp foarte mic golurile se distribuie uniform putînd considera că regiunea P^+ este echipotenţială; în lungul joncţiunii vor avea loc abateri de la echilibrul stabilit în punctul A, drept urmare o parte din goluri vor trece în regiunea N. Trecerea golurilor în regiunea N creează un dezechilibru electric făcînd să apară un cîmp electric longitudinal între punctul iradiat A şi un punct oarecare în lungul joncţiunii, fiind favorizată scurgerea golurilor din punctul iradiat spre alte puncte neiradiate; golurile trecute în regiunea N se recombină cu electronii făcînd să apară de asemenea un dezechilibru electric. Existenţa cîmpului longitudinal cauzează apariţia unei tensiuni longitudinale V care este numeric egală diferenţa potenţialelor transversale din punctul A şi punctul considerat

$$V = V_A - V_x; \tag{4.222}$$

de exemplu între punctele A şi B vom măsura tensiunea longitudinală $V = V_A - V_B$ (fig. 4.64 *c*).

În [44] se dă o expresie aproximativă a tensiunii longitudinale

$$V \approx \frac{\rho x}{a} I, \tag{4.223}$$

unde

$$I = b\int_0^{2l} i_t \, dx, \tag{4.224}$$

i_t fiind curentul transversal, iar $a = bw$.

Practic tensiunea longitudinală se măsoare între contactele b_1 şi b_2 deci pentru un punct de coordonată x_1 valoarea tensiunii are expresia

$$V = \frac{\rho(-x_1)}{a} I + \frac{\rho}{a}(2l - x_1) I = \frac{2\rho}{a}(l - x_1) I. \tag{4.225}$$

Semnul şi valoarea tensiunii astfel măsurate depinde de poziţia punctului iradiat; dacă fasciculul cade în centrul fantei tensiunea este zero, deci fotodetectorul constituie un indicator de zero de mare precizie. Dacă pentru punctele din stînga se consideră că tensiunea este pozitivă, pentru punctele din dreapta ea va fi negativă.

O tratare matematică riguroasă a fotoefectului longitudinal poate fi găsită în [45].

BIBLIOGRAFIE

1. F. K. Richtmyer, E. H. Kennard, J. N. Cooper, *Introduction to Modern Physics*, Sixth ed. McGraw-Hill N.Y. (1969).
2. W. Shockley, Bell Syst. Tech. J. *28*, 4352 (1949).
3. V. I. Stafeev, Jurnal Teh. Fiziki **27**, *8* (1960).
4. L. Hunter, *Hanbook of Semiconductor Electronics*, second ed., McGraw-Hill N.Y. (1962).
5. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Electronics*, John Wiley and Sons (Wiley-Interscience) N.Y. (1969).
6. C. L. Hemenway, R. W. Henry, M. Caulton, *Physical Electronics*, second ed. John Wiley and Sons N.Y. (1967).
7. A. Petitclerc, *Electronique physique des semiconducteurs*, Gauthier-Villars et C^ie — Le Tambourinaire, Paris (1962).
8. J. Millman, Chr. C. Halkias, *Electronic Devices and Circuits*, Mc Graw-Hill-Kogakusha, N.Y.—Tokyo (1967).

9. M. DRĂGĂNESCU, *Procesele electronice în dispozitive semiconductoare de circuit*, Edit. Academiei, RSR, Bucureşti (1962).
10. W. SHOCKLEY, U.S. Patent, *2*, 569, 347 (1951) (citat după [5]).
11. A. I. GUBANOV, *Vîpriamliaiuşcee deistvie v poluprovodnikah*, Gosenergoizdat, Moskva (1951).
12. H. KROEMER, Proc. IRE *45*, 1535 (1957).
13. R. L. ANDERSON, IBM J. Res. and Dev. *4*, 248 (1960).
14. J. I. ALFEROV, D. Z. GARBUZOV, N. S. ZIMOGOROVA, R. F. KAZARINOV, V. I. KOROLKOV, *P—N heteroperehodî GaAs—GaP II*, în Fizika *P—N* perehodov, Izd. Zinatne Riga (1966).
15. W. G. OLDHAM, A. G. MILNESS, *Solid State Electron*, *6*, 121 (1963).
16. B. L. ALTŞULER, M. B. KAGAN, IA. I. CERNOV, *Issledovanie diffuzionîh P—N heteroperehodov, vkliocaiuşcih oblast's peremenoi şirinoi zapr. zonî*, în Fizika *P—N* perehodov Izd. Zinatne, Riga (1966).
16. a. S. S. PERLMANN, D. L. FEUCHT, Solid State Electron., *7*, 911 (1972).
17. A. MANY, Y. GOLSTEIN, N. B. GROVER, *Semiconductor Surfaces*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam (1965).
18. I. E. TAMM, Z. Physik, *76*, 849 (1932).
19. W. SHOCKLEY, Phys. Rev., *56*, 317 (1939).
20. H. A. BETHE, *Theory of the Boundary Layer of Cristal Rectifiers*, MIT Radiation Lab. Report 43—12 (1942).
21. W. SCHOTTKY, Naturwis, *26*, 843 (1938).
22. C. R. CROWELL, S. M. SZE, *Solid State Electron*, *9*, 1035 (1966).
23. M. H. NORWOOD, E. SHATZ, Proc. IEEE *56*, 788 (1968).
24. L. ESAKI, Phys. Rev. *109*, 603 (1958).
25. L. D. LANDAU, E. M. LIFSHITZ, *Quantum Mechanics*, Addison-Wesley Book Comp., 174 (1958).
26. W. FRANZ, *Photon-Assisted Tunneling Franz-Keldysh Effect*, în L. Burstein and S. Lundquist, *Tunneling Phenomena in Solids*, Plenum Press N.Y., 207 (1969).
27. C. T. SAH, *Exces Curents in Semiconductor Tunneling*, în L. Burstein and S. Lundquist, pg. 193.
28. C. S. KIM, J. J. TIEMANN, *Tunnel diodes and Backward diodes*, în R. F. Shea, *Amplifier Handbook*, McGraw-Hill N.Y., (1966).
28. a. D. D. SANDU, M. JITARU, An. şt. univ., Al. I. Cuza, secţia I b fizică, fasc. 2, 186 (1972).
29. K. B. AFEE, E. J. RYDER, W. SHOCKLEY, M. SPARKS, Phys. Rev. *83*, 650 (1951).
30. F. S. GOULDING, Nucl. Instr. Methods *43*, 1 (1966).
31. J. J. SAMUELI, J. PIGNERET, A. SARAZIN, *Instrumentation électronique en physique nucléaire*, Masson et C^ie, Paris (1968).
32. E. KOWALSKI, *Nuclear Electronics*, Spring-Verl., Berlin (1970).
33. D. N. POENARU, N. VÎLCOV, *Măsurarea radiaţiilor nucleare cu dispozitive semiconductoare*, Edit. Academiei RSR, Bucureşti (1967).
34. * * * *Poluprovodnikovîe fotopriemniki i preobrazovatel'izlucenia*, Sbornik statei Izd. Mir. Moskva (1965).
35. * * * *Probleme actuale ale fizicii semiconductorilor*, coord. Cr. Constantinescu, Edit. Academiei RSR, Bucureşti (1970).
36. R. L. WILLIAMS, J. Opt. Soc. Am. *52*, 11, 1237 (1962).

37. D. E. SAWYER, R. H. REDIKER, Proc. IRE *46*, 1122 (1958).
38. A. G. JORDAN, A. G. MILNES, IRE Trans., Electron-Devices, *ED*—7, 242, (1960).
39. A. J. TUZZOLINO, E. L. HUBBARD, M. A. PERKINS, C. Y. FAN, J. Appl. Phys. *33*, 1, 148, (1962).
40. M. V. SCHNEIDER, Bell Syst. Tech. J. *45*, 1611, (1966).
41. R. H. REDIKER T. M. QUIST B. LAX, Proc. IEEE *51*, 218, (1963).
42. L. K. ANDERSON B. J. MCMURTRY, Proc. IEEE *54*, 1335, (1966).
43. H. MELCHIOR W. T. LYNCH, IEEE Trans, Electron Devices, *ED—13*, 829 (1966).
44. J. T. WALLMARK Proc. IRE *45*, 474, (1957).
45. G. LUCOVSKY, J. Appl. Phys. *31*, 6, 1088, (1960).
46. A. M. VASILIEV, Radiot. i elektr., *13*, 108, (1968).

Capitolul V
TRANZISTORI BIPOLARI

V.1. Introducere

Tranzistorul bipolar este format din două joncţiuni *PN* conectate în serie, astfel încît formează, fie o structură *PNP*, fie o structură *NPN*.

Deşi primul tranzistor construit în 1948 de Bardeen şi Brattain [14] era realizat cu contacte punctiforme, cea mai mare răspîndire au căpătat-o tranzistorii cu joncţiuni plane datorită parametrilor superiori.

Cele trei regiuni ale structurii *PNP* (sau *NPN*) poartă numele de emitor, bază, colector. *Efectul tranzistor* constă în comanda curentului invers de saturaţie din joncţiunea colector-bază de către curentul direct din joncţiunea emitor-bază. Acest efect poate avea loc numai dacă lărgimea bazei este foarte mică în comparaţie cu lungimile de difuzie ale purtătorilor minoritari în bază, astfel încît procesele de recombinare să fie neglijabile. Dacă lărgimea bazei este mai mare decît lungimile de difuzie ale purtătorilor minoritari cele două joncţiuni nu se influenţează reciproc, deci nu constituie un tranzistor; structura este echivalentă cu două diode semiconductoare independente conectate în serie şi în sensuri opuse: în structura *PNP* diodele au catozii conectaţi împreună, în structura *NPN* anozii sînt conectaţi împreună. Evident în locul joncţiunilor *PN* clasice pot fi folosite contacte *MS* (bariere Schottky).

Există tranzistori al căror principiu de funcţionare diferă de efectul tranzistor clasic; particularităţile de funcţionare ale acestor tranzistori vor fi precizate cu ocazia prezentării unor tipuri speciale de tranzistori.

În general tranzistorii se împart în două mari categorii: *tranzistori bipolari*, funcţionarea cărora se bazează pe acţiunea concomitentă a purtătorilor minoritari şi majoritari; *tranzistori unipolari*, funcţionarea cărora se bazează numai pe acţiunea unui singur tip de purtători, fie majoritari, fie minoritari.

În capitolul de faţă se prezintă analiza proceselor fizice şi teoria tranzistorilor bipolari, comportarea dinamică a tranzistorului în circuit, şi cîteva tipuri particulare de tranzistori cu joncţiuni.

V.2. Procese fizice şi coeficienţii tranzistorilor bipolari

V.2.1. Procese fizice elementare

Exceptînd tranzistorul *unijoncţiune*, care are o singură joncţiune şi două baze, toţi tranzistorii bipolari conţin două joncţiuni cuplate între ele, cuplaj realizat prin transferul de purtători de la o joncţiune la alta.

Pentru obţinerea unor parametri superiori, în tranzistorii actuali concentraţiile impurităţilor diferă foarte mult în cele trei regiuni : emitorul este foarte puternic dopat, în bază concentraţia are o valoare medie iar în colector concentraţia este mică, astfel încît practic sînt realizate structurile $P^{++}N^{+}P$, $N^{++}P^{+}N$.

În figura 5.1 sînt arătate structura, profilul dopării şi simbolurile utilizate pentru tranzistorii PNP şi NPN. Sensurile curenţilor corespund polarizării normale de funcţionare; joncţiunea emitor-bază polarizată direct, joncţiunea colector-bază polarizată invers.

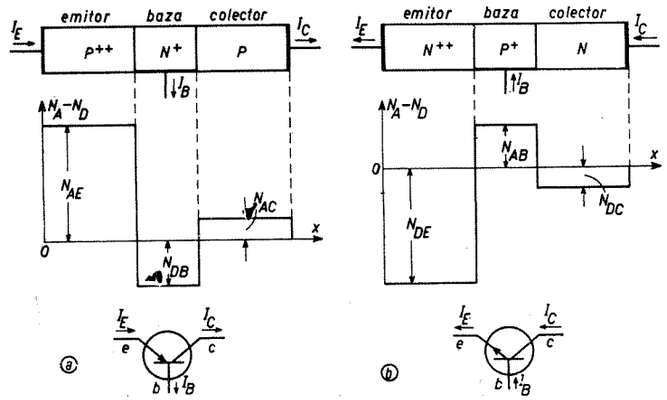


Fig. 5.1

Deşi în continuare ne vom referi la tranzistorul PNP ($P^{++}N^{+}P$), rezultatele obţinute pot fi uşor extinse asupra tranzistorilor NPN schimbînd în mod adecvat sensurile tensiunilor de polarizare şi ale curenţilor şi avînd în vedere natura opusă a purtătorilor.

Precizăm că, la fel ca şi tuburile electronice, tranzistorii pot fi conectaţi în trei moduri fundamentale care diferă prin tipul electrodului comun circuitului de intrare şi de ieşire : în conexiunea bază comună (BC), electrodul comun celor două circuite este baza; în conexiunea emitor comun (EC), electrodul comun este emitorul; în conexiunea colector-comun (CC), electrodul comun celor două circuite este colectorul, impedanţa de sarcină fiind conectată în circuitul de emitor. Forma caracteristicilor statice şi parametrii tranzistorilor depind esenţial de modul de conectare al tranzistorului.

În expunerea proceselor fizice ne vom referi la un tranzistor PNP, format din joncţiuni abrupte ideale în care concentraţiile impurităţilor

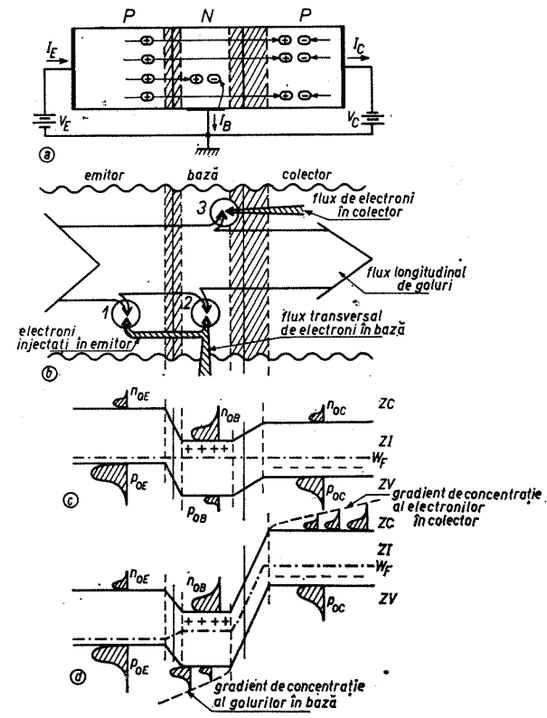


Fig. 5.2

se află în raportul $N_{AE} \gg N_{DB} > N_{AC}$ (fig. 5.2 *a*). Se presupune că joncţiunile sînt plane şi paralele deşi în realitate forma joncţiunilor poate diferi mult de cea plană. Întrucît joncţiunea emitor-bază este polarizată direct, o mare cantitate de goluri este injectată din emitor în bază; datorită gradientului de concentraţie golurile (purtătorii minoritari) difuzează spre

colector. Fiind dat că $w \ll L_B$ (L_B este lungimea de difuzie a golurilor în bază, w este lărgimea efectivă a bazei) majoritatea golurilor ajung la joncțiunea colector-bază unde sînt puternic accelerate spre regiunea colectorului de către cîmpul electric existent în regiunea de trecere. În regiunea neutră a colectorului golurile se recombină cu electronii ce vin de la sursa de alimentare V_C. O mică cantitate de goluri se recombină cu electronii din bază; totodată electronii din bază trec prin joncțiunea emitor-bază și se recombină cu golurile din regiunea neutră a emitorului. Diferitele fluxuri de purtători sînt arătate în figura 5.2 *b*, unde s-a figurat și cantitatea mică de electroni ce trec din colector în bază. Din figură reiese clar rolul esențial diferit pe care-l joacă cele două componente ale curentului de emitor: componenta de goluri reprezintă componenta utilă care determină valoarea curentului din circuitul colectorului; componenta electronică se închide prin circuitul bazei, fapt ce duce la mărirea consumului de energie pe circuitul de intrare. Cercurile 1, 2, 3 marchează locurile unde au loc recombinările purtătorilor de semn opus.

Procesele calitative expuse pentru conexiunea *BC* (fig. 5.2 *a*) sînt valabile și pentru conexiunile *EC* și *CC*.

Modelul zonal la echilibru termodinamic reprezentat în figura 5.2 *c* se caracterizează prin egalitatea nivelului Fermi în cele trei medii. Purtătorii majoritari se află aproximativ în raportul $p_{0E} \gg n_{0B} > p_{0C}$ iar purtătorii minoritari într-un raport invers $n_{0E} \ll p_{0B} < n_{0C}$. Din modelul zonal corespunzător polarizării normale (fig. 5.2 *d*) se observă că în bază există un gradient de concentrație al golurilor iar în colector există un gradient de concentrație al electronilor.

V.2.2. Distribuția purtătorilor și expresiile curenților din tranzistorul bipolar cu joncțiuni

În analiza proceselor din tranzistorul bipolar cu joncțiuni se fac următoarele ipoteze, simplificatoare: 1) joncțiunile sînt plane și paralele; se neglijează efectele de suprafață și procesele de la capetele regiunilor neutre (contactele ohmice); 2) joncțiunile sînt abrupte și ideale iar cîmpul electric acționează numai în interiorul regiunilor de trecere; 3) curenții din regiunile neutre sînt dați numai de componentele de difuzie; 4) se neglijează rezistența serie și se presupun nivele mici de injecție; 5) se presupune că mărimile variază numai după axa x (model unidimensional). În aceste condiții curenții din emitor și colector pot fi determinați cu ajutorul ecuației clasice a lui Shockley; în bază intervin procese suplimentare datorită cuplajului dintre joncțiuni.

Starea staționară a tranzistorului polarizat normal poate fi complet caracterizată cu ajutorul ecuațiilor de continuitate și ale densităților curenților; pentru aceasta este suficient să ne referim la purtătorii minoritari din regiunile respective. Fiind dat că se operează numai cu purtători minoritari și că studiul se referă la tranzistorul PNP (în conexiune *BC*),

diferitele mărimi vor comporta numai indici ce precizează regiunea la care se referă relația. Astfel pentru emitor vom avea L_E, D_E, τ_E, p_{0E}; pentru bază L_B, D_B, τ_B, p_{0B} etc.

Referindu-ne la joncțiunea emitor-bază polarizată direct, curentul ce trece prin ea este dat de suma componentelor j_{nE} (electronică) și j_{pE} (în goluri). Componenta electronică este determinată de electronii ce trec din bază în emitor; avînd în vedere că lărgimea emitorului este foarte mare în comparație cu lungimea de difuzie a electronilor în emitor L_E, componenta electronică în punctul $-l_E$ (fig. 5.3 *a*) are o expresie identică cu cea obținută pentru joncțiunea *PN* clasică (4.18), adică

$$I_{nE} = Sj_{nE}(-l_E) = \frac{SqD_E n_{0E}}{L_E}(e^{V_E/V_T} - 1), \qquad (5.1)$$

unde V_E este tensiunea directă aplicată pe joncțiunea emitor-bază; S este aria totală a joncțiunii.

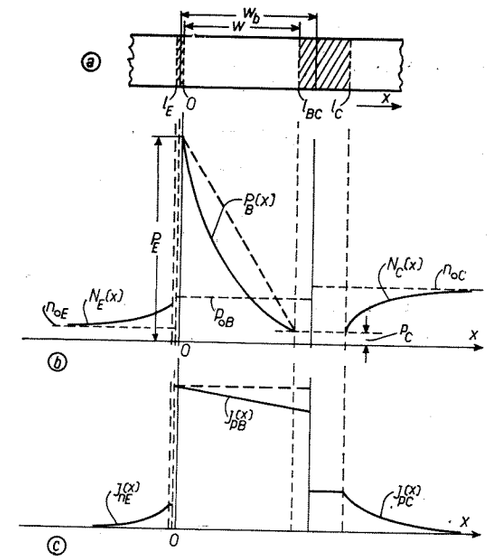


Fig. 5.3

Variația electronilor în emitor are expresia (4.15)

$$N_E(x) - n_{0E} = n_{0E}(e^{V_E/V_T} - 1)\, e^{(l_E+x)/L_E}, \qquad (5.2)$$

graficul fiind arătat în figura 5.3 *b*.

Expresiile exacte ale concentrației purtătorilor minoritari și ale curenților din tranzistor sînt date în [17], [17 *a*].

Expresia componentei în goluri diferă de (4.17) întrucît golurile difuzează într-o regiune a cărei lărgime este mică în comparație cu lungimea de difuzie L_B și au o variație diferită de (4.14). Legea de variație a golurilor în bază se obține prin rezolvarea ecuației de continuitate

$$\frac{\partial^2 P_B(x)}{\partial x^2} - \frac{P_B(x) - p_{0B}}{L_B^2} = 0. \tag{5.3}$$

Ținînd seama de condițiile la limită

$$P_B(0) = p_{0B}\, e^{V_E/V_T} = P_E, \tag{5.4}$$

$$P_B(w) = p_{0B}\, e^{V_C/V_T} = P_C, \tag{5.5}$$

soluția ecuației (5.3) are expresia [8], [17]

$$P_B(x) - p_{0B} = \frac{p_{0B}\left[(e^{V_E/V_T} - 1)\,\mathrm{sh}\,\frac{w-x}{L_B} + (e^{V_C/V_T} - 1)\,\mathrm{sh}\,\frac{x}{L_B}\right]}{\mathrm{sh}\,\frac{w}{L_B}}, \tag{5.6}$$

a cărei reprezentare grafică este arătată în figura 5.3 *b* (linie plină).

Componenta în goluri a curentului de emitor este

$$I_{pE} = Sj_{pE} = -SqD_B\left(\frac{\partial P_B(x)}{\partial x}\right)_{x=0} =$$

$$= \frac{SqD_B p_{0B}}{L_B}\,\mathrm{cth}\,\frac{w}{L_B}\left[(e^{V_E/V_T} - 1) - \frac{1}{\mathrm{ch}\,(w/L_B)}(e^{V_C/V_T} - 1)\right]. \tag{5.7}$$

Expresia (5.7) poate fi simplificată pentru diferite cazuri concrete de utilizare; o primă aproximare se obține considerînd V_C negativ și $V_C/V_T \gg 1$, iar $\mathrm{ch}\,(w/L_B) \simeq 1$, rezultă

$$I_{pE} = \frac{SqD_B p_{0B}}{L_B}\, e^{V_E/V_T} \cdot \mathrm{cth}\,\frac{w}{L_B}; \tag{5.8}$$

a doua aproximare se realizează neglijînd recombinarea golurilor în bază $\mathrm{sh}\,(w/L_B) \simeq w/L_B$, $\mathrm{ch}\,(w/L_B) \simeq 1$, rezultă

$$I_{pE} = \frac{SqD_B p_{0B}}{w}[(e^{V_E/V_T} - 1) - (e^{V_C/V_T} - 1)]. \tag{5.9}$$

Pentru joncțiunea colector-bază polarizată invers distribuția electronilor din colector este

$$N_C(x) - n_{0C} = n_{0C}(e^{V_C/V_T} - 1)\, e^{(l_C - x)/L_C}. \tag{5.10}$$

Componenta electronică a curentului de colector este

$$I_{nC} = -qSD_C\left(\frac{\partial N_C(x)}{\partial x}\right)_{x=l_C} = \frac{qSD_C n_{0C}}{L_C}(e^{V_C/V_T} - 1). \tag{5.11}$$

Componenta în goluri a curentului de colector este

$$I_{pC} = SqD_B\left(\frac{\partial P_B(x)}{\partial x}\right)_{x=w} = -\frac{SqD_B p_{0B}}{L_B}\left[\frac{(e^{V_E/V_T} - 1)}{\mathrm{sh}\,(w/L_B)} - (e^{V_C/V_T} - 1)\,\mathrm{cth}\,\frac{w}{L_B}\right]. \tag{5.12}$$

Neglijînd recombinarea golurilor în bază, expresia (5.12) devine

$$I_{pC} = -\frac{SqD_B p_{0B}}{w}[(e^{V_E/V_T} - 1) - (e^{V_C/V_T} - 1)]; \tag{5.13}$$

de asemenea presupunînd V_C negativ și $V_C/V_T \gg 1$, (5.12) devine

$$I_{pC} = -\frac{SqD_B p_{0B}}{L_B}\frac{e^{V_E/V_T}}{\mathrm{sh}\,(w/L_B)}. \tag{5.14}$$

Curentul total prin joncțiunea emitor-bază este

$$I_E = I_{pE} + I_{nE}. \tag{5.15}$$

Luînd pentru I_{pE} forma simplificată (5.9) obţinem

$$I_E = a_{11}\,(e^{V_E/V_T} - 1) + a_{12}\,(e^{V_C/V_T} - 1), \tag{5.16}$$

unde

$$a_{11} = \frac{SqD_B p_{0B}}{w} + \frac{SqD_E n_{0E}}{L_E}, \tag{5.17}$$

$$a_{12} = -\frac{SqD_B p_{0B}}{w}. \tag{5.18}$$

Curentul total prin joncţiunea colector-bază este

$$I_C = I_{pC} + I_{nC}. \tag{5.19}$$

Luînd pentru I_{pC} forma simplificată (5.13) se obţine

$$I_C = a_{21}\,(e^{V_E/V_T} - 1) + a_{22}\,(e^{V_C/V_T} - 1), \tag{5.20}$$

unde

$$a_{22} = \frac{SqD_B p_{0B}}{w} + \frac{SqD_C n_{0C}}{L_C}, \tag{5.21}$$

iar $a_{21} = a_{12}$.

Ecuaţiile (5.16) şi (5.20) sînt adevărate pentru orice valori pozitive sau negative ale tensiunilor V_E şi V_C şi sînt cunoscute sub numele de ecuaţiile generalizate ale tranzistorului bipolar (ecuaţiile Shockley [15]).

Curentul de bază este dat de relaţia

$$I_B = -(I_E + I_C) \tag{5.22}$$

(I_E şi I_C sînt de semn opus).

În figura 5.3 *c* sînt reprezentaţi curenţii datoraţi purtătorilor minoritari în cele trei regiuni ale tranzistorului; linia punctată corespunde cazului cînd se neglijează recombinarea în bază.

V.2.3. Coeficienţii tranzistorului

Raportul dintre diferitele componente ale curenţilor din tranzistori se exprimă cu ajutorul unor coeficienţi intrinseci; aceşti coeficienţi constituie totodată mărimi utile pentru caracterizarea globală a performanţelor diferitelor tipuri de tranzistori. Definim aceşti parametri pentru regimul staţionar şi la frecvenţe joase considerînd că tranzistorul funcţionează în regiunea activă (joncţiunea emitor-bază polarizată direct, joncţiunea colector-bază polarizată invers).

1) *Eficienţa emitorului* γ_0 reprezintă raportul dintre componenta în goluri şi curentul total de emitor cînd $V_C = \text{const}$.

$$\gamma_0 = \left.\frac{I_{pE}}{I_E}\right|_{V_C=\text{const}} = \frac{I_{pE}}{I_{pE} + I_{nE}} = \frac{1}{1 + I_{nE}/I_{pE}}. \tag{5.23}$$

Expresia exactă a coeficientului γ_0 se obţine prin introducerea expresiilor (5.1) şi (5.7) în (5.25). Fără a comite o eroare importantă vom folosi expresia simplificată (5.8) iar în (5.1) neglijăm unitatea în raport cu exponenţiala, obţinem

$$\gamma_0 = \frac{1}{1 + \left(\frac{D_E n_{0E}}{D_B p_{0B}}\right)\frac{L_B}{L_E}\,\text{th}\,\frac{w}{L_B}} \simeq \frac{1}{1 + \left(\frac{D_E n_{0E}}{D_B p_{0B}}\right)\frac{w}{L_E}} \simeq 1 - \frac{\sigma_B w}{\sigma_E L_E}. \tag{5.24}$$

Mărirea componentei utile necesită $\gamma_0 \to 1$ adică $\sigma_B \ll \sigma_E$, $w \ll L_E$, condiţii ce se realizează prin doparea puternică a emitorului şi realizarea unor baze foarte subţiri în raport cu lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari (electronilor) în emitor.

În regim lent variabil (joasă frecvenţă) eficienţa emitorului se defineşte ca $\gamma_0 = (\partial I_{pE}/\partial V_E)/(\partial I_E/\partial V_E)$ obţinîndu-se, în principiu, aceeaşi expresie analitică.

2) *Coeficientul de transport* β_{t0} (*eficienţa bazei*) se defineşte ca raportul dintre curentul de goluri ce ajunge la colector şi curentul de goluri ce pleacă de la emitor cînd $V_C = \text{const}$.

$$\beta_{t0} = \left.\frac{I_{pC}}{I_{pE}}\right|_{V_C=\text{const.}} \tag{5.25}$$

Luînd expresiile simplificate (5.8), (5.14) se obţine

$$\beta_{t0} = \frac{1}{\text{ch}\,(w/L_B)}. \tag{5.26}$$

Dezvoltăm în serie McLaurin $\mathrm{ch}(w/L_B)$ şi ne oprim la primii doi termeni avînd în vedere că $w \ll L_B$

$$\beta_{t0} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2}\frac{w^2}{L_B^2}} \simeq 1 - \frac{1}{2}\frac{w^2}{L_B^2}, \tag{5.27}$$

de unde rezultă că pentru mărirea coeficientului de transport este de asemenea necesară realizarea unor baze foarte subţiri în raport cu L_B.

3) *Factorul (cîştigul) de curent în conexiune BC*, α_0 se defineşte ca raportul dintre curentul de colector şi curentul de emitor cînd $V_C = \text{const.}$ Considerînd într-o primă aproximaţie că curentul de colector este determinat de componenta în goluri putem scrie

$$\alpha_0 = -\left.\frac{I_{pC}}{I_E}\right|_{V_C=\text{const.}} = \frac{I_{pC}}{I_{pE}}\frac{I_{pE}}{I_E} = \beta_{t0}\gamma_0 \tag{5.28}$$

(avînd în vedere că I_C şi I_E sînt de semn opus α_0 este pozitiv). Pentru majoritatea tranzistorilor cu joncţiune $\alpha_0 = 0{,}9 \div 0{,}995$.

Foarte utilizat în practică este cîştigul de curent în conexiune *EC* definit ca

$$\beta_0 = \left.\frac{I_C}{I_B}\right|_{V_C=\text{const.}} \tag{5.29}$$

Considerînd de asemenea că $I_C \simeq I_{pC}$ şi ţinînd seama de (5.22) şi (5.28) se obţine

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0}. \tag{5.30}$$

Coeficienţii γ_0, β_{t0}, α_0, β_0 sînt suficienţi pentru a caracteriza global un tranzistor; în multe cazuri din practică apare necesitatea introducerii unor parametri suplimentari.

4) *Eficienţa colectorului* γ_0^*. Curentul de colector are două componente, una în goluri şi una electronică; în cazurile cînd componenta electronică nu poate fi neglijată se introduce coeficientul γ_0^* care exprimă raportul dintre curentul total de colector şi componenta în goluri cînd $V_C = \text{const.}$

$$\gamma_0^* = \left.\frac{I_C}{I_{pC}}\right|_{V_C=\text{const.}} \tag{5.31}$$

care este uşor supraunitar.

5) *Coeficientul de multiplicare* M. Dacă tensiunea inversă aplicată pe joncţiunea colector-bază este relativ mare poate interveni o creştere a curentului de colector prin efect Zener sau multiplicare în avalanşă. Această creştere poate fi caracterizată prin coeficientul de multiplicare

$$M = \frac{1}{1-(V_C/V_{CS})^m}, \tag{5.32}$$

unde V_{CS} este tensiunea de străpungere a joncţiunii; $m = 3$ pentru Ge, $m = 6$ pentru Si.

Ţinînd seama de ultimii doi coeficienţi, factorul de curent în conexiune BC are expresia

$$\alpha_0 = \beta_{t0}\gamma_0\gamma_0^* M. \tag{5.33}$$

6) *Curentul de tăiere al colectorului* I_{C0}, măsurat în condiţiile cînd $I_E = 0$ (circuitul de intrare în gol) este datorat purtătorilor minoritari ce traversează joncţiunea colector-bază cînd nu sînt injectate goluri din emitor: electronii se deplasează din colector în bază iar golurile din bază în colector; I_{C0} se mai numeşte curent propriu al joncţiunii de colector.

7) *Curentul de tăiere al emitorului* I_{E0} măsurat în condiţiile cînd joncţiunea emitor-bază este polarizată invers iar joncţiunea colector-bază este în gol, $I_C = 0$; electronii se deplasează din emitor în bază iar golurile din bază în emitor.

Curenţii I_{C0} şi I_{E0} sînt puternic influenţaţi de temperatură.

Ţinînd cont de definiţia curentului I_{C0} devine evidentă relaţia

$$I_C = I_{pC} + I_{C0} = -\alpha_0 I_E + I_{C0}. \tag{5.34}$$

Diferitele componente ale curenţilor din tranzistor sînt arătate în figura 5.4; remarcăm că curentul din bază I_B are trei componente: curentul I_{nE} datorat recombinării electronilor în emitor, curentul $I_{rB} = I_{pE} - I_{pC}$ datorat recombinării în bază a unei cantităţi mici de goluri şi curentul de tăiere al cărui sens este opus faţă de I_{nE} şi I_{rB}.

Trebuie precizat că relaţiile (5.24), (5.28) şi (5.29) au fost deduse pentru joncţiuni ideale şi nivele mici de injecţie dar în realitate γ_0, α_0, β_0 sînt funcţii de curentul I_E. Astfel la nivele foarte mici de injecţie componenta de generare-recombinare la joncţiunea emitor-bază şi componenta datorată recombinării de suprafaţă pot căpăta valori apreciabile în comparaţie cu componenta de difuzie, fapt ce duce la scăderea mărimi-

lor γ_0, α_0, β_0 efectul fiind mai pronunţat la Si. La nivele mari de injecţie concentraţia golurilor din bază devine comparabilă cu cea a purtătorilor majoritari; pentru compensarea sarcinii în exces tot mai mulţi electroni vin de la sursa de alimentare astfel în bază ia naştere un cîmp electric

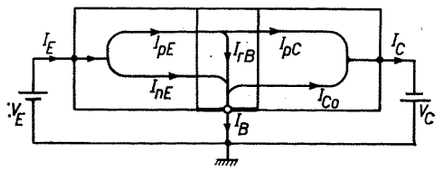


Fig. 5.4

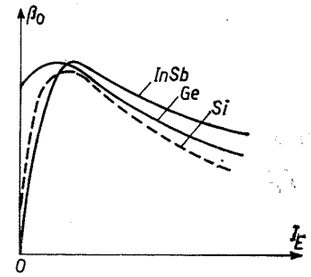


Fig. 5.5

transversal care micşorează eficienţa emitorului (efect Webster). Variaţia factorului β_0 în funcţie de curentul I_E este arătată în figura 5.5.

V.2.4. Ecuaţiile Ebers-Moll [16]

Fiind cunoscuţi coeficienţii tranzistorului, ecuaţiile generalizate (5.18), (5.22) pot fi exprimate în funcţie de mărimi direct măsurabile. Ecuaţiile generalizate sînt adevărate atît în regim *normal* de funcţionare ($V_E > 0$, $V_C < 0$) cît şi în regim *invers* de funcţionare ($V_E < 0$, $V_C > 0$) cînd colectorul şi emitorul îşi schimbă rolurile. Astfel pentru regimul normal relaţia (5.34) se scrie

$$I_C = -\alpha_N I_E + I_{C0}, \tag{5.35}$$

iar pentru regimul invers vom avea o relaţie analogă

$$I_E = -\alpha_I I_C + I_{E0}, \tag{5.36}$$

unde α_I este factorul de curent în conexiune BC cînd colectorul şi emitorul şi-au schimbat rolurile.

În cazul regimului normal şi $|V_C| \gg V_T$ (5.16) şi (5.20) devin

$$\left.\begin{aligned} I_E &= a_{11}(e^{V_E/V_T} - 1) - a_{12}, \\ I_C &= a_{21}(e^{V_E/V_T} - 1) - a_{22}, \end{aligned}\right\} \tag{5.37}$$

de unde

$$I_C = \frac{a_{21}}{a_{11}} I_E + \left(\frac{a_{12}\,a_{21}}{a_{11}} - a_{22}\right). \tag{5.38}$$

În cazul regimului invers şi $|V_E| \gg V_T$ (5.16) şi (5.20) devin

$$\left.\begin{aligned} I_E &= -a_{11} + a_{12}(e^{V_C/V_T} - 1), \\ I_C &= -a_{21} + a_{22}(e^{V_C/V_T} - 1), \end{aligned}\right\} \tag{5.39}$$

de unde

$$I_E = \frac{a_{12}}{a_{22}} I_C + \left(\frac{a_{12}\,a_{21}}{a_{22}} - a_{11}\right). \tag{5.40}$$

Comparînd (5.38) şi (5.40) cu (5.35) şi (5.36) se determină expresiile coeficienţilor a_{ij}; introducîndu-le în ecuaţiile generalizate se obţin ecuaţiile Ebers-Moll:

$$I_E = -\frac{I_{E0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}(e^{V_E/V_T} - 1) + \frac{\alpha_I I_{C0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}(e^{V_C/V_T} - 1), \tag{5.41}$$

$$I_C = \frac{\alpha_N I_{E0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}(e^{V_E/V_T} - 1) - \frac{I_{C0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}(e^{V_C/V_T} - 1). \tag{5.42}$$

Curentul I_B se obţine însumînd (5.41) şi (5.42)

$$I_B = -(I_E + I_C) = \frac{(1 - \alpha_N) I_{E0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}(e^{V_E/V_T} - 1) + \frac{(1 - \alpha_I) I_{C0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}(e^{V_C/V_T} - 1). \tag{5.43}$$

Din egalitatea $a_{12} = a_{21}$ rezultă

$$\alpha_N I_{E0} = \alpha_I I_{C0}. \tag{5.44}$$

V. 3. Caracteristicile statice ale tranzistorilor bipolari de tip PNP

Caracteristicile statice ale tranzistorilor exprimă legătura grafică dintre curenţi şi tensiunile aplicate pe diferiţi electrozi în regim staţionar (continuu şi lent variabil). Tranzistorul este un dispozitiv semiconductor

cu trei borne la care deosebim trei curenţi şi trei tensiuni (fig. 5.6); fiind dată valabilitatea legilor lui Kirchhoff

$$\left.\begin{aligned} I_E + I_C + I_B &= 0, \\ V_{CE} + V_{CB} + V_{EB} &= 0, \end{aligned}\right\} \tag{5.45}$$

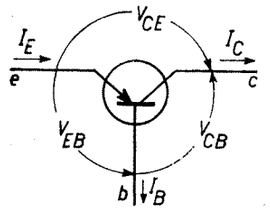


Fig. 5.6

numai patru mărimi sînt independente, la fel ca şi în trioda cu vid.

Din aceste patru mărimi două sînt considerate variabile independente iar două sînt funcţii, astfel că între ele se pot stabili două relaţii caracteristice independente.

În practică s-a constatat că, din toate variantele posibile, cele mai utile sînt caracteristicile statice care au drept variabile independente curentul de intrare şi tensiunea de ieşire, iar ca funcţii curentul de ieşire şi tensiunea de intrare; astfel pentru orice conexiune putem scrie

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= f_1(I_1, V_2), \\ I_2 &= f_2(I_1, V_2). \end{aligned}\right\} \tag{5.46}$$

V.3.1. Caracteristici statice în conexiune *BC*

Pentru evitarea unor eventuale confuzii tensiunile vor fi marcate cu doi indici: primul indice se referă la electrodul cu tensiunea mai ridicată (în valoare absolută); astfel pentru conexiunea *BC* relaţiile (5.46) devin

$$\left.\begin{aligned} V_{EB} &= f_1(I_E, V_{CB}), \\ I_C &= f_2(I_E, V_{CB}), \end{aligned}\right\} \tag{5.47}$$

de unde rezultă patru familii de caracteristici.

Deşi tensiunile aplicate şi curenţii pot avea diferite sensuri există convenţia ca toate familiile de caracteristici referitoare la *regiunea activă* să fie reprezentate în cadranul I.

1) *Familia de caracteristici de ieşire* $I_C = f(V_{CB})$ cu I_E *parametru* este reprezentată în figura 5.7.

Din figură se observă că în *regiunea activă* $I(V_{CB}<0, V_{EB}>0)$ curentul I_C este slab influenţat de tensiunea V_{CB}, fiind practic determinat de valoarea curentului de emitor. Expresia analitică a lui I_C poate fi obţinută

din relaţiile (5.41) şi (5.42): scoatem $(\exp\{V_E/V_T\} - 1)$ din (5.41) şi introducem în (5.42), obţinem

$$I_C = -\alpha_N I_E - I_{C0}(e^{V_{CB}/V_T} - 1) = -\alpha_0 I_E - I_{C0}(e^{V_{CB}/V_T} - 1), \tag{5.48}$$

relaţie ce reprezintă I_C funcţie de V_{CB} cu I_E parametru.

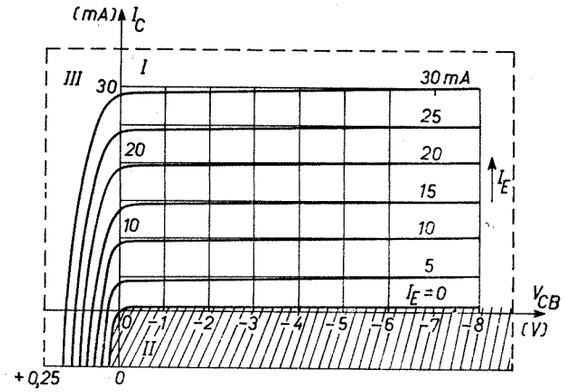


Fig. 5.7

Atunci cînd curentul de emitor este zero şi $V_{CB} < 0$ tranzistorul se află în *regiunea de blocare II* (porţiunea haşurată); cînd ambele joncţiuni sînt polarizate direct $V_{EB} > 0$, $V_{CB} > 0$, tranzistorul se află în *regiunea de saturaţie III*.

Familia de caracteristici de ieşire este utilă pentru fixarea punctului de funcţionare, trasarea caracteristicii dinamice de ieşire şi stabilirea bilanţului energetic.

O particularitate a caracteristicilor de ieşire o constituie faptul că I_C are valori diferite de zero în punctul $V_{CB} = 0$; rezultă de aici rolul preponderent al componentei de difuzie a curentului ce circulă de la emitor spre colector. Pentru a reduce la zero curentul I_C este necesară aplicarea unor tensiuni directe pe joncţiunea colector-bază: curentul direct ce ia naştere se opune curentului ce vine de la emitor; ne aflăm în regiunea de saturaţie III unde curentul direct de colector are o creştere exponenţială tipică.

Uneori se trasează familia de caracteristici $I_C = f(V_{CB})$ cu V_{EB} parametru; această familie este asemănătoare cu figura 5.7 avînd două particularităţi: a) cînd V_{EB} variază cu aceeaşi cantitate distanţa pe verticală dintre caracteristici nu este constantă şi creşte odată cu creşterea lui V_{EB}, fapt datorat dependenţei exponenţiale dintre I_E şi V_{EB}; b) în regiunea activă panta caracteristicilor este mai mare întrucît rezistenţa joncţiunii

colector-bază este mai mică cînd intrarea este în scurtcircuit (V_{EB} = const.) decît atunci cînd intrarea este în gol (I_E = const.).

2) *Familia de caracteristici de intrare* $V_{EB} = f(I_E)$ *cu* V_{CB} *parametru* (fig. 5.8). Dacă joncţiunea colector-bază este în gol caracteristica de intrare este identică cu cea a unei diode polarizată direct (curba punctată). Cînd colectorul este scurtcircuitat cu baza ($V_{CB} = 0$) sau are tensiuni externe inverse, curentul I_E suferă creşteri însemnate pentru aceleaşi valori V_{EB}, întrucît colectorul absoarbe golurile din bază, favorizînd injecţia altor goluri din emitor. Expresia analitică a caracteristicilor de intrare se pot deduce din (5.41) exprimînd pe V_E în funcţie de I_E; avem (pentru conexiunea BC)

$$V_{EB} = V_T \ln\left\{-\frac{I_E}{I_{E0}/(1-\alpha_N\alpha_I)} + 1 + \alpha_0\,(e^{V_{CB}/V_T} - 1)\right\}. \qquad (5.49)$$

În aplicaţiile practice se fixează o valoare minimă a tensiunii V_{EB} sub care curentul I_E are valori foarte mici în raport cu valoarea normală de lucru; această valoare minimă poartă denumirea de *prag* şi se notează V_{r0}. La Ge, $V_{r0} \simeq = 0{,}1$ V, la Si, $V_{r0} \simeq 0{,}5$ V.

Caracteristicile de intrare pot fi reprezentate şi sub forma $I_E = f(V_{EB})$ cu V_{CB} parametru.

3) *Familia de caracteristici de transfer* $I_C = f(I_E)$ *cu* V_{CB} *parametru.* Între I_C şi I_E există o relaţie liniară (5.34), prin urmare familia de caracteristici reprezintă drepte ce trec prin origine (fig. 5.9), a căror pantă este aproximativ egală cu α_0 (neglijînd I_{C0}). În caracteristicile reale se observă o uşoară creştere a curentului de colector (a pantei caracteristicii) odată cu mărirea tensiunii de colector; această creştere se datoreşte efectului Early (efect de penetraţie) care constă în micşorarea grosimii efective a bazei în cazul tensiunilor V_{CB} inverse de valoarea ridicată ($w = w_b - l_{BC}$, vezi fig. 5.3*a*). De asemenea la valori mari ale curentului de emitor are loc o micşorare a curentului de colector, micşorare datorată scăderii lui α_0

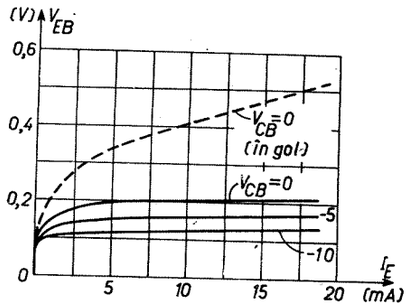


Fig. 5.8

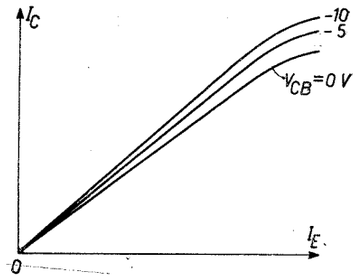


Fig. 5.9

la nivele mari de injecţie. Drept relaţie analitică pentru această familie de caracteristici serveşte relaţia (5.48) în care V_{CB} joacă rol de parametru.

Adesea în literatură se întîlneşte familia de caracteristici $I_C = f(V_{EB})$ cu V_{CB} parametru; considerînd într-o primă aproximaţie că $I_C \simeq I_E$ ($\alpha_0 \simeq 1$) aceste caracteristici sînt asemănătoare cu caracteristicile de intrare, furnizînd aceleaşi informaţii.

4) *Familia de caracteristici de reacţie inversă* $V_{EB} = f(V_{CB})$ *cu* I_E *parametru.* Mărind tensiunea inversă de colector are loc o uşoară creştere

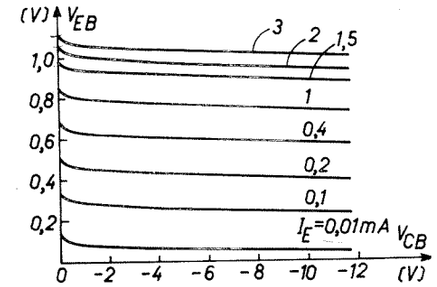


Fig. 5.10

a gradientului de concentraţie al purtătorilor minoritari în bază şi micşorarea lărgimii bazei; aceste efecte fac ca, pentru o valoare dată lui I_E, tensiunea V_{EB} să prezinte o uşoară scădere odată cu creşterea tensiunii V_{CB} (fig. 5.10). Datorită dependenţei neliniare dintre I_E şi V_{EB} caracteristicile nu sînt echidistante; se îndesesc pe măsură ce I_E creşte. Pentru exprimarea analitică a acestei familii de caracteristici se utilizează relaţia (5.49), în care I_E este considerat parametru.

V.3.2. Caracteristici statice în conexiune *EC*

În conexiune EC relaţiile (5.46) se scriu

$$V_{BE} = f_3(I_B, V_{CE}),$$
$$I_C = f_4(I_B, V_{CE}). \qquad (5.50)$$

Modul de conectare al tranzistorilor este arătat în figura 5.11.

1) *Familia de caracteristici de ieşire* $I_C = f(V_{CE})$ *cu* I_B *parametru* (*fig. 5.12*). În regiunea activă caracteristicile sînt drepte paralele echidistante avînd panta mai mare decît în conexiune BC; pentru explicarea

acestei particularităţi se pleacă de la expresia curentului de colector. Din relaţiile (5.22) şi (5.34) scoatem

$$I_C = \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0} I_B + \frac{I_{C0}}{1-\alpha_0} = \beta_0 I_B + I_{CE0}, \qquad (5.50\,a)$$

unde

$$I_{CE0} = (\beta_0 + 1)\, I_{C0} \simeq \beta_0 I_{C0} \qquad (5.51)$$

reprezintă curentul de colector de saturaţie pentru conexiunea EC cînd intrarea este în gol, $I_B = 0$. Din (5.50a) se observă că variaţii mici ale lui α_0 cu V_{CE} influenţează puternic curentul I_C prin intermediul factorului $1/(1-\alpha_0)$.

Într-adevăr, ţinînd seama de expresia lui β_{t0} din (5.27), factorul β_0 capătă valoarea aproximativă $2\gamma_0 L_B^2/w^2$ de unde rezultă o puternică dependenţă a lui β_0 de lărgimea bazei care la rîndul ei este influenţată de V_{CB} prin efect Early.

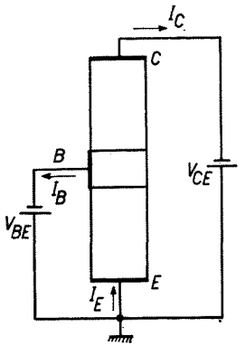


Fig. 5.11

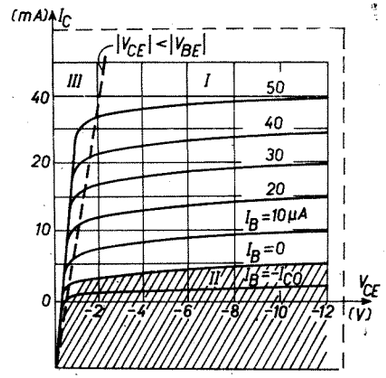


Fig. 5.12

Expresia generală a curentului I_C în funcţie de tensiunile aplicate se obţine din (5.20) înlocuind V_E cu $-V_{BE}$ şi V_C cu V_{CE}. Expresia analitică a curentului I_B se obţine prin înlocuirea în (5.45) a curenţilor I_E, I_C cu valorile lor din (5.41), (5.42), ţinînd cont că I_E şi I_C sînt de sens opus iar $V_E = -V_{BE}$, $V_C = V_{CE}$.

Regiunea de blocare II începe cînd $I_B \leqslant 0$ şi $I_C = (\beta_0 + 1) I_{C0}$; curentul I_{C0} reprezintă valoarea minimă a curentului de colector şi se obţine din

$$I_B = -I_E(1-\alpha_0) - I_{C0}, \qquad (5.52)$$

făcînd $I_E = 0$, rezultă $I_B = -I_{C0}$.

Spre deosebire de conexiunea BC regiunea de saturaţie III este situată în cadranul I dat fiind că ea intervine cînd $|V_{CE}|<|V_{BE}|$; în acest caz ambele joncţiuni sînt polarizate direct, fapt ce trebuie să ducă la creşterea rapidă a curentului I_B. Caracteristicile sînt trasate pentru $I_B =$ = const., de aceea pentru menţinerea curentului I_B la aceeaşi valoare trebuie scăzută tensiunea V_{BE}, fapt ce duce la scăderea bruscă a curenţilor I_E şi I_C în intervalul de tensiuni $|V_{CE}| < |V_{BE}|$. În caracteristicile reale curenţii I_{C0} şi I_{CE0} nu pot fi figuraţi din cauza valorilor foarte mici.

În cazul utilizării familiei $I_C = f(V_{CE})$ cu $V_{BE} =$ const., caracteristicile au panta mai mare şi nu sînt echidistante.

2) *Familia de caracteristici de intrare* $V_{BE} = f(I_B)$ *cu* V_{CE} *parametru* (fig. 5.13). În cazul cînd tensiunea V_{CE} este zero (colectorul este scurtcircuitat cu emitorul) curentul I_B are o valoare mare întrucît reprezintă suma curenţilor ce trec prin joncţiunile emitor-bază şi colector-bază polarizate direct (regiunea de saturaţie). Dacă $V_{CE} < 0$ şi $V_{BE} > 0$ (tranzistor blocat) curentul din bază este egal cu $-I_{C0}$; dînd valori negative crescătoare lui V_{BE} curentul de bază mai întîi scade la zero apoi prezintă o creştere exponenţială obişnuită conform relaţiei (5.52). Din figură se observă că tensiunea de colector influenţează puternic curentul de bază în domeniul valorilor mici, atît timp cît $|V_{CE}|<|V_{BE}|$ adică în intervalul cînd joncţiunea colector-bază trece de la polarizare directă la polarizare inversă; în intervalul $|V_{CE}|>|V_{BE}|$ caracteristicile de intrare sînt slab influenţate de tensiunea de colector (prin efect Early). Distingem şi aici tensiunea prag V_{r0} avînd valorile 0,1÷0,2 V pentru Ge şi 0,5 V pentru Si.

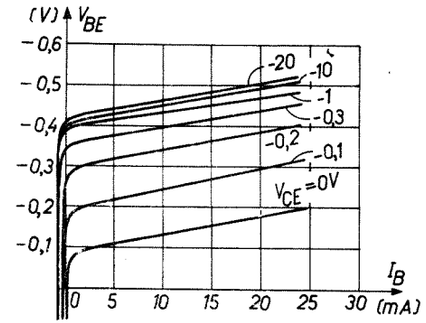


Fig. 5.13

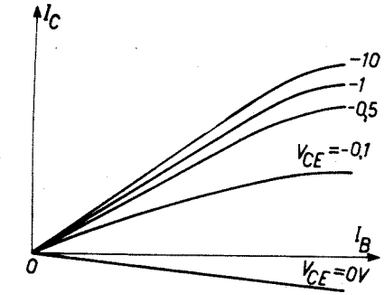


Fig. 5.14

3) *Familia de caracteristici de transfer* $I_C = f(I_B)$ *cu* V_{CE} *parametru.* Spre deosebire de conexiunea BC, caracteristicile de transfer sînt puternic influenţate de tensiunea de colector (fig. 5.14) în special în domeniul de valori $|V_{CE}|<|V_{BE}|$. În regiunea activă curenţii I_C şi I_B sînt legaţi prin relaţia (5.50 a) cînd tensiunea V_{CE} este micşorată, devenind în valoare absolută mai mică decît V_{BE}, factorul β_0 scade brusc putînd deveni chiar negativ, datorită faptului că I_C îşi inversează sensul.

4) *Familia de caracteristici de reacţie inversă* $V_{BE} = f(V_{CE})$ *cu* I_B *parametru.* În domeniul de valori $|V_{CE}| < |V_{BE}|$ reacţia dintre circuitele de ieşire şi intrare este foarte puternică, fapt pus în evidenţă de panta mare a caracteristicilor în acest interval (fig. 5.15); menţinerea constantă

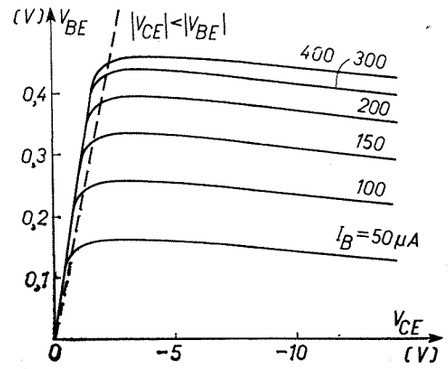


Fig. 5.15

a curentului I_B cînd V_{CE} se apropie de zero necesită micşorarea bruscă a tensiunii V_{BE}. Mărind tensiunea V_{CE} joncţiunea colector bază se polarizează invers, reacţia inversă scade rapid totuşi rămîne mai mare decît în conexiune BC întrucît V_{CE} acţionează parţial şi asupra joncţiunii emitor — bază (fig. 5.11).

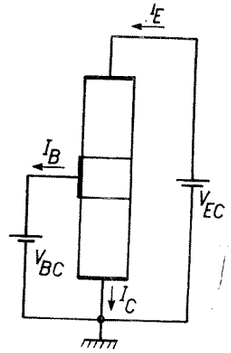


Fig. 5.16

V.3.3. Caracteristici statice în conexiune *CC*

În conexiunea *CC* colectorul este conectat la masă, sarcina se conectează în circuitul emitorului iar semnalul de intrare se aplică pe bază. Relaţiile (5.46) devin

$$\left.\begin{aligned} V_{BC} &= f_5(I_B, V_{EC}), \\ I_E &= f_6(I_B, V_{EC}), \end{aligned}\right\} \qquad (5.53)$$

iar modul de aplicare al tensiunilor este arătat în figura 5.16.

Expresiile generale ale curenţilor se determină plecînd de la (5.16) şi (5.20) în care se înlocuieşte V_E cu V_{BC} şi V_C cu $-V_{EC}$.

1) *Familia de caracteristici de ieşire* $I_E = f(V_{EC})$ *cu* I_B *parametru* (fig. 5.17) este foarte asemănătoare cu cea de la conexiunea *EC* întrucît

$I_E \simeq I_C$ şi $V_{EC} = -V_{CE}$. Trebuie precizat că în regiunea activă de funcţionare $V_{BC} > V_{EC}$.

2) *Familia de caracteristici de intrare* $V_{BC} = f(I_B)$ *cu* V_{EC} *parametru* are aceeaşi formă ca în cazul conexiunii *EC* cu excepţia că sînt deplasate pe verticală cu mărimea V_{EC} (fig. 5.18).

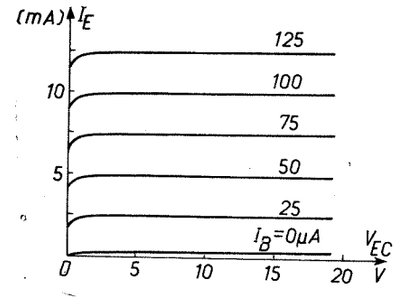


Fig. 5.17

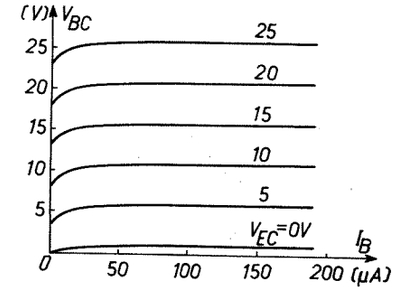


Fig. 5.18

Familiile de caracteristici de transfer şi de reacţie inversă nu aduc informaţii noi faţă de caracteristicile similare din conexiunile *BC* şi *EC*.

V.3.4. Consideraţii asupra caracteristicilor statice ale tranzistorilor

În acest aliniat se fac cîteva consideraţii cu privire la forma reală a caracteristicilor statice în regiunile de blocare şi saturaţie; precizări suplimentare asupra acestor chestiuni se vor face cu ocazia studierii tranzistorului în regim de comutare.

1) Regiunea de blocare

Cu ajutorul ecuaţiilor Ebers-Moll şi a relaţiei (5.44) tensiunile V_E şi V_C pot fi exprimate în funcţie de curenţii măsurabili

$$V_E = V_T \ln\left(1 - \frac{I_E + \alpha_I I_C}{I_{E0}}\right), \qquad (5.54)$$

$$V_C = V_T \ln\left(1 - \frac{I_C + \alpha_N I_E}{I_{C0}}\right). \qquad (5.55)$$

Relaţiile (5.54), (5.55) sînt valabile în conexiune *BC*. Trecînd la conexiunea *EC* trebuie ţinut seama că $V_{CE} = V_C - V_E$; făcînd diferenţa ulti-

milor două relații, ținînd cont de (5.45) și presupunînd $I_B \gg I_{E0}$, I_{C0}/α_N rezultă

$$V_{CE} = -V_T \ln \frac{\frac{1}{\alpha_I} + \frac{I_C}{\beta_I I_B}}{1 - \frac{I_C}{\beta_0 I_B}}, \qquad (5.56)$$

unde $\beta_0 = \alpha_N/(1-\alpha_N)$, $\beta_I = \alpha_I/(1-\alpha_I)$.

Făcînd în (5.56) $I_C = 0$ obținem $V_{CE} = -V_T \ln(1/\alpha_I)$ adică caracteristicile de ieșire în conexiune *EC* nu trec prin origine, așa cum se vede în figura 5.12; cu valorile $V_T = 0{,}026$ V, $\alpha_I = 0{,}8$ obținem $V_{CE} \simeq -0{,}006$ V.

Condițiile de blocare în conexiune *BC* sînt $I_E = 0$, $I_C = I_{C0}$; introducîndu-le în (5.54) și ținînd seama de (5.44) obținem

$$V_E = V_T \ln(1 - \alpha_N), \qquad (5.57)$$

de unde se poate calcula valoarea tensiunii inverse care trebuie aplicată pe emitor pentru a realiza blocarea; astfel cu $\alpha_N = 0{,}98$ se obține $V_E = -0{,}1$ V. În realitate α_N se micșorează în apropierea punctului de blocare (fig. 5.5): pentru Ge $\alpha_N \simeq 0{,}9$ și $V_E = -0{,}06$ V, pentru Si $\alpha_N \simeq 0$ și $V_E \simeq 0$.

Considerăm că joncțiunea emitor-bază este în scurtcircuit, $V_E = 0$; neglijînd $\exp\{V_C/V_T\}$ din ecuațiile Ebers-Moll obținem

$$I_C = \frac{I_{C0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} = I_{CS}; \quad I_E = -\frac{\alpha_I I_{C0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} = -\alpha_I I_{CS}. \qquad (5.58)$$

Punînd $\alpha_N = 0{,}9$, $\alpha_I = 0{,}5$ se obținem $I_E = -0{,}91\, I_{C0}$ deci scurtcircuitarea joncțiunii emitor-bază este echivalentă cu blocarea tranzistorului.

Cînd joncțiunea emitor-bază este în gol iar pe joncțiunea colector-bază este aplicată o tensiune inversă tranzistorul se află în stare de conducție. Introducînd condiția $I_E = -I_C$ în (5.54) și ținînd cont de (5.44) obținem

$$V_E = V_T \ln\left[1 + \frac{\alpha_N(1-\alpha_I)}{\alpha_I(1-\alpha_N)}\right]. \qquad (5.59)$$

Cu valorile curente pentru α_N și α_I se obține, pentru Ge, $V_E = 0{,}06$ V, pentru Si $V_E \simeq 0{,}03$ V. Curentul care circulă în tranzistor este (5.50) $I_C = I_{C0}/(1-\alpha_N) = I_{CE0}$.

2) Regiunea de saturație

Dacă în circuitul de colector se conectează un rezistor de sarcină R_S, tranzistorul este ușor adus în regiunea de saturație întrucît majoritatea tensiunii aplicate cade pe R_S, astfel se poate realiza condiția $|V_{CE}| < |V_{BE}|$ (în conexiune *EC*).

Reprezentînd la o scară mărită porțiunea inițială a familiei de caracteristici $I_C = f(V_{CE})$ cu I_B parametru (fig. 5.12) se observă că caracteristicile prezintă un cot (punct de frîntură) care desparte regiunea de

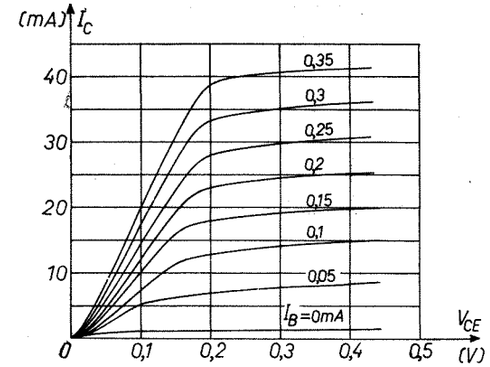


Fig. 5.19

saturație de cea activă (fig. 5.19); punctul de frîntură determină tensiunea de saturație statică V_{CES}. Un parametru important ce caracterizează regiunea de saturație este rezistența de saturație $R_{CES} = V_{CES}/I_C$ care este funcție de curentul I_B, anume scade cînd I_B crește; de exemplu în punctul $I_B = 0{,}35$ mA, $I_C = 20$ mA avem $R_{CES} \simeq 5\ \Omega$.

Valoarea tensiunii V_{CE} în regiunea de saturație se poate determina plecînd de la ecuațiile (5.54), (5.55). Considerăm în figura 5.19 punctul de funcționare $I_C = 20$ mA, $I_B = 0{,}35$ mA, $I_E = 20{,}35$ mA; presupunînd valorile rezonabile $I_{C0} = 2\ \mu$A, $I_{E0} = 1\ \mu$A și $\alpha_N = 0{,}99$ din (5.44) rezultă $\alpha_I = 0{,}5$. Introducînd aceste valori în (5.54), (5.55) se obține $V_E = 0{,}24$ V, $V_C = 0{,}11$ V și $V_{CE} = V_C - V_E = -0{,}13$ V.

V.3.5. Străpungerea joncțiunii colector-bază

Dacă tensiunea inversă de colector ia valori mari poate avea loc o creștere a curentului I_C datorită fenomenului de multiplicare; caracteristicile statice de ieșire în conexiune *BC* vor avea forma arătată în figura 5.20.

Considerăm mai întîi conexiunea BC; datorită multiplicării curentul de colector ia forma

$$I_C^* = MI_C = M(-\alpha_0 I_E + I_{C0}) = -\alpha_{0S} I_E + MI_{C0}, \tag{5.60}$$

unde $\alpha_{0S} = M\alpha_0$ iar

$$M = \frac{1}{1-(V/V_{CBS})^m}. \tag{5.61}$$

Condiţia de creştere infinită a curentului I_C^* (străpungerea joncţiunii) este $M\alpha_0 \to \infty$ ($M \to \infty$) adică $V_{SB} \simeq V_{CBS}$; în cazul cînd joncţiunea emitor-bază este în gol $I_E = 0$ tensiunea de străpungere are valoarea maximă şi se notează V_{CB0} (fig. 5.21).

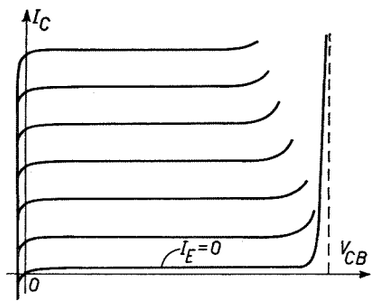


Fig. 5.20

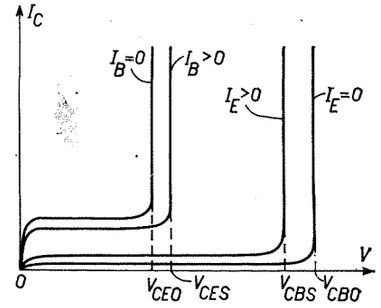


Fig. 5.21

În cazul conexiunii EC se exprimă curentul I_c în funcţie de curentul de bază. Introducînd în (5.60) $I_E = -(I_C + I_B)$ obţinem

$$I_C^* = \frac{M\alpha_0}{1-M\alpha_0} I_B + \frac{M}{1-M\alpha_0} I_{C0} = \beta_{0S} I_B + M(\beta_{0S}+1) I_{C0}, \tag{5.62}$$

unde

$$\beta_{0S} = \frac{M\alpha_0}{1-M\alpha_0}. \tag{5.63}$$

Curentul de colector tinde la infinit cînd $M\alpha_0 \to 1$ adică $M = 1/\alpha_0$; introducînd această condiţie în (5.61) determinăm valoarea tensiunii de străpungere în conexiune EC

$$V_{SE} \simeq V_{CBS}(1-\alpha_0)^{1/m}, \tag{5.64}$$

deci tensiunea de străpungere în conexiune EC este mult mai mică decît în conexiune BC (în practică $V_{SB} = 2 \div 3\ V_{SE}$). Pericolul de străpungere este mare cînd baza este în gol, căci în acest caz V_{SE} are valoarea minimă notată V_{CE0} (fig. 5.21). Prin rezistorul conectat în circuitul bazei R_b are loc o reacţie pozitivă care favorizează creşterea şi mai rapidă a curentului; cînd baza este în gol, $R_b \to \infty$, această reacţie este maximă prin urmare tensiunea de străpungere este minimă. Variaţia tensiunii V_{CES} în funcţie de R_b constituie o caracteristică de catalog importantă.

V.4. Scheme echivalente şi parametrii tranzistorilor bipolari

V.4.1. Schema echivalentă generală (modelul Ebers-Moll)

Ecuaţiile Ebers-Moll (5.41), (5.42) permit descrierea schemei echivalente generale în conexiune BC a tranzistorilor bipolari, numită adesea modelul Ebers-Moll.

Introducînd notaţiile

$$\left.\begin{aligned} I_{ED} &= -\frac{I_{E0}}{1-\alpha_N\alpha_I}(e^{V_{E'}/V_T}-1), \\ I_{CD} &= -\frac{I_{C0}}{1-\alpha_N\alpha_I}(e^{V_{C'}/V_T}-1), \end{aligned}\right\} \tag{5.65}$$

unde I_{ED} şi I_{CD} reprezintă curenţii direcţi de emitor şi colector, ecuaţiile Ebers-Moll devin

$$\left.\begin{aligned} I_E &= I_{ED} - \alpha_I I_{CD}, \\ I_C &= -\alpha_N I_{ED} + I_{CD}, \end{aligned}\right\} \tag{5.66}$$

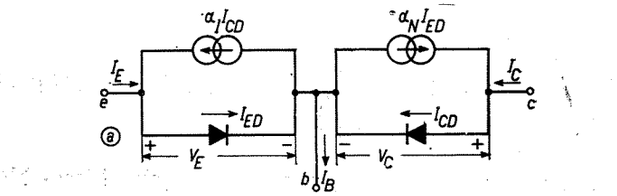
cărora le corespunde schema echivalentă generală din figura 5.22 *a* valabilă pentru orice polarizări; dacă se ţine seama de rezistenţele materialului din cele trei regiuni r_{ee}, $r_{bb'}$, r_{cc} schema echivalentă capătă forma arătată în figura 5.22 *b*.

Schema generală poate fi particularizată pentru diferitele regiuni de funcţionare ale tranzistorului. De exemplu, pentru polarizarea normală

în regiunea activă joncțiunea colector-bază este polarizată invers și $V_C \gg V_T$ iar ecuațiile Ebers-Moll în conexiune BC devin [16]

$$I_E = \frac{-I_{E0}}{1-\alpha_N\alpha_I} e^{V_{EB}/V_T} + \frac{(1-\alpha_N)}{1-\alpha_N\alpha_I} I_{E0}, \tag{5.67}$$

$$I_C = \frac{\alpha_N I_{E0}}{1-\alpha_N\alpha_I} e^{V_{EB}/V_T} + \frac{1-\alpha_I}{1-\alpha_N\alpha_I} I_{C0}. \tag{5.68}$$



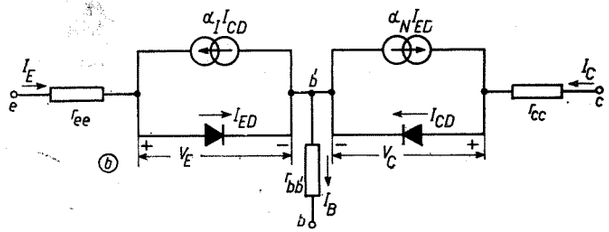


Fig. 5.22

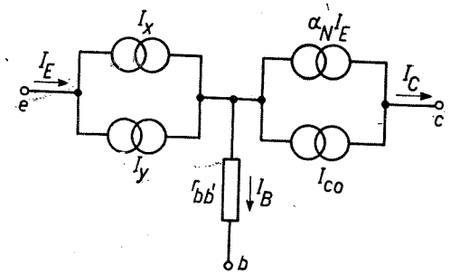


Fig. 5.23

Schema echivalentă corespunzătoare este arătată în figura 5.23, unde s-au neglijat rezistențele de volum r_{ee} și r_{cc} iar I_x și I_y au expresiile

$$I_x = \frac{I_{E0}}{1-\alpha_N\alpha_I} e^{V_{EB}/V_T}; \quad I_y = \frac{(1-\alpha_N) I_{E0}}{1-\alpha_N\alpha_I}. \tag{5.69}$$

V.4.2. Scheme echivalente naturale

Schema echivalentă Ebers-Moll (fig. 5.22), constituind un model neliniar și valabil pentru orice valori rezonabile ale tensiunilor și curenților, are două neajunsuri importante: 1) conține elemente neliniare, fapt ce îngreunează nejustificat analiza tranzistorilor la semnale alternative mici; 2) nu ia în considerație modulația grosimii bazei de către tensiunea inversă de colector (efect Early). Modulația grosimii bazei influențează puternic funcționarea și parametrii tranzistorilor: a) odată cu variația grosimii efective a bazei se schimbă coeficientul de transport β_{i0} (eficiența bazei) prin urmare are loc o variație a curentului de colector în funcție de tensiunea de colector iar rezistența diferențială a joncțiunii colector-bază va avea o valoare finită; b) variind grosimea efectivă a bazei are loc variația sarcinii acumulate în bază, prin urmare afară de capacitatea de barieră propriu-zisă, joncțiunea colector bază va avea o capacitate de difuzie în raport cu tensiunea inversă de colector; c) modulația grosimii bazei influențează timpul de difuzie al purtătorilor minoritari prin bază, deci sînt afectate proprietățile de frecvență ale tranzistorului; d) considerînd curentul de emitor constant variația grosimii bazei influențează valoarea tensiunii de emitor, prin urmare are loc o reacție inversă de tensiune.

a. Parametrii naturali ai tranzistorului bipolar în conexiunea BC

1) *Conductanța diferențială a emitorului* g_e.

Prin definiție avem

$$g_e = \frac{1}{r_{en}} = \left.\frac{dI_E}{dV_E}\right|_{V_C=\text{const.}}, \tag{5.70}$$

unde r_{en} se numește rezistență naturală diferențială a joncțiunii emitor-bază.

În general $I_E = f(V_E, V_C)$ dar g_e se determină în condițiile de scurtcircuit al ieșirii (pentru componenta alternativă); ținînd cont de (5.16) și că în practică $I_{pE} \gg I_{nE}$ se poate scrie

$$g_e = \frac{1}{r_{en}} = \frac{\partial\left[a_{11}(e^{V_E/V_T}-1) + a_{12}(e^{V_C/V_T}-1)\right]}{\partial V_E} = \frac{I_E}{V_T} \simeq \frac{I_{pE}}{V_T}. \tag{5.71}$$

2) *Capacitatea de difuzie a emitorului* C_{de}.

Atunci cînd joncțiunea emitor-bază este polarizată direct, pe lîngă capacitatea de barieră localizată în regiunea de trecere, este prezentă

o capacitate de difuzie care se datorește difuziei purtătorilor minoritari în bază. Sarcina totală înmagazinată în bază este $Q_B = qP_T$ (fig. 5.3*b*) unde P_T reprezintă numărul total de goluri. Expresia lui P_T se obține prin integrarea expresiei (5.6) în limitele $0 - w$, unde w este grosimea efectivă a bazei; avînd în vedere că $w \ll L_B$ și că în majoritatea cazurilor $P_C \simeq 0$ din figura 5.3*b* rezultă (considerînd aria joncțiunilor egală cu unitatea)

$$P_T = \frac{1}{2} w P_E = \frac{1}{2} w p_{0B} \, e^{V_E/V_T}, \tag{5.72}$$

deci

$$Q_B = \frac{1}{2} q w p_{0B} \, e^{V_E/V_T}. \tag{5.73}$$

Datorită efectului Early $w = f(V_C)$ deci $Q_B = f(V_E, V_C)$ și făcînd diferențiala totală rezultă

$$dQ_B = \frac{\partial Q_B}{\partial V_E} dV_E + \frac{\partial Q_B}{\partial V_C} dV_C. \tag{5.74}$$

Considerînd $V_C = \text{const.}$ obținem capacitatea de difuzie a emitorului

$$C_{de} = \frac{\partial Q_B}{\partial V_E} = \frac{1}{2} \frac{w}{V_T} q P_{0B} \, e^{V_E/V_T} = \frac{1}{2} \frac{w^2}{V_T D_B} \left(\frac{q D_B p_{0B}}{w} \, e^{V_E/V_T} \right); \tag{5.75}$$

ținînd cont că paranteza poate fi aproximată cu I_{pE} și că $I_{pE} \gg I_{nE}$ obținem

$$C_{de} = \frac{1}{2} \frac{w^2}{D_B} \frac{I_{pE}}{V_T} = \frac{1}{2} \frac{w^2}{D_B} \frac{I_E}{V_T}. \tag{5.76}$$

3) *Capacitatea de difuzie a colectorului* C_{dc}.

Sarcina înmagazinată în bază este funcție de tensiunea inversă de colector deci va exista și o capacitate de difuzie a colectorului

$$C_{dc} = \frac{\partial Q_B}{\partial V_C} = \frac{\partial Q_B}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial V_C} = \frac{1}{2} \frac{w}{D_B} I_E \frac{\partial w}{\partial V_C}. \tag{5.77}$$

Semnificația fizică a capacității C_{de} este arătată în figura 5.24*a*: lărgimea bazei rămîne fixă și variază cantitatea de goluri injectată din

emitor. În cazul capacității de difuzie a colectorului variază grosimea bazei (fig. 5.24*b*) astfel încît grosimea efectivă a bazei este $w = w_b - w_{cb}$ (neglijînd regiunea de trecere a joncțiunii emitor-bază) deci

$$\frac{\partial w}{\partial V_C} = - \frac{\partial w_{cb}}{\partial V_C}. \tag{5.78}$$

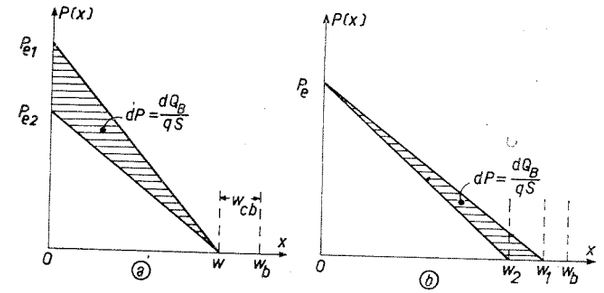


Fig. 5.24

4) *Factorul de reacție în tensiune* μ (*coeficientul Early*) se definește ca raportul dintre variațiile V_E și V_C pentru $I_E = \text{const.}$

$$\mu = \left. \frac{dV_E}{dV_C} \right|_{I_E = \text{const.}} = \frac{C_{dc}}{C_{de}} = \frac{V_T}{w} \frac{\partial w}{\partial V_C} = - \frac{V_T}{w} \frac{\partial w_{cb}}{\partial V_C}, \tag{5.79}$$

și ținînd seama de (4.49) și (4.57) din cap. IV obținem

$$\mu = - \frac{V_T}{2w} \frac{w_{cb}}{V_C}. \tag{5.80}$$

5) *Conductanța diferențială a colectorului* g_c definește influența tensiunii de colector asupra curentului I_C cînd $I_E = \text{const.}$

$$g_c = \frac{1}{r_{cn}} = \left. \frac{dI_C}{dV_C} \right|_{I_E = \text{const.}} \tag{5.81}$$

Ținînd cont că $I_C = - \alpha_0 I_E + I_{C0}$ rezultă

$$g_c = - I_E \frac{\partial \alpha_0}{\partial V_C} + \frac{\partial I_{C0}}{\partial V_C}, \tag{5.82}$$

unde al doilea termen are o valoare foarte mică şi poate fi neglijat în calculele obţinute deci putem scrie

$$g_c = -I_E \frac{\partial \alpha_0}{\partial V_C} = -I_E \frac{\partial \alpha_0}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial V_C}. \tag{5.83}$$

Considerînd că $\gamma_0 \simeq 1$, conform relaţiilor (5.26) şi (5.28) avem $\alpha_0 = 1 - w^2/2L_B^2$, de unde

$$\frac{\partial \alpha_0}{\partial w} = -\frac{2(1-\alpha_0)}{w}. \tag{5.84}$$

Introducem (5.84) în expresia lui g_c şi ţinînd cont de (5.79) se obţine

$$g_c = \frac{2I_E}{V_T}(1-\alpha_0)\,\mu = \frac{2\mu}{r_{en}}(1-\alpha_0). \tag{5.85}$$

În general $g_{ct} = g_c + g_{0c}$ unde g_{0c} poartă numele de conductanţă proprie a joncţiunii colector-bază.

6) *Rezistenţa de volum a bazei* $r_{bb'}$ reprezintă rezistenţa ohmică a bazei măsurată între contactul ohmic al bazei şi un punct b' fixat la mijlocul distanţei dintre cele două joncţiuni.

7) *Conductanţa diferenţială colector-emitor* g_{ce} definită ca raportul dintre variaţiile curentului de emitor şi tensiunii de colector $g_{ce} = \partial I_E/\partial V_C$. Curentul de emitor variază în funcţie de grosimea efectivă a bazei deci $g_{ce} = (\partial I_E/\partial w)(\partial w/V_C)$. Considerînd $I_E \simeq I_{pE}$ şi ţinînd cont de expresia simplificată (5.8) obţinem

$$\frac{\partial I_E}{\partial w} \simeq -\frac{I_E}{w}\alpha_0, \tag{5.86}$$

prin urmare

$$g_{ce} = -\frac{I_E}{w}\alpha_0 \frac{\partial w}{\partial V_C} = \frac{\alpha_0}{r_{en}}\mu. \tag{5.87}$$

8) *Panta internă a tranzistorului* g_m (*transconductanţa*) se defineşte ca raportul dintre variaţia curentului de colector şi variaţia tensiunii de bază

$$g_m = \frac{\partial I_C}{\partial V_B} = -\frac{\partial I_C}{\partial V_E} = \alpha_0 \frac{\partial I_E}{\partial V_E} = \alpha_0 \frac{I_E}{V_T} = \frac{\alpha_0}{r_{en}}. \tag{5.88}$$

b. Schema echivalentă naturală Early

Pentru obţinerea expresiilor ce caracterizează performanţele tranzistorului ca dispozitiv de amplificare este necesar să se determine schema echivalentă corespunzătoare componentei alternative. O schemă echivalentă completă trebuie să simuleze relaţiile funcţionale între mărimile de ieşire şi cele de intrare, precum şi interacţiunile dintre ele. Considerînd regimul de semnal mic şi frecvenţe joase (regim lent variabil) schema echivalentă se referă numai la componenta alternativă şi constituie un model liniar al tranzistorului.

Desenarea schemei echivalente exacte a tranzistorului constituie o problemă dificilă fiind date relaţiile complicate între curenţi şi tensiuni; din această cauză se introduc diferite aproximări urmărindu-se găsirea celei mai simple scheme posibile, care să descrie satisfăcător funcţionarea tranzistorului în gama de frecvenţe dată, în gama considerată de valori ale elementelor pasive de circuit etc. În funcţie de aproximările introduse se obţin scheme topologic diferite; astfel se explică marea varietate de scheme echivalente ale tranzistorilor.

Cea mai simplă schemă echivalentă la frecvenţe joase şi semnale mici se obţine prin diferenţierea expresiilor $I_E = f_1(V_E, V_C)$ şi $I_C = f_2(V_E, V_C)$. Considerînd conexiunea BC, pentru curentul de emitor avem

$$\mathrm{d}I_E = \frac{\partial I_E}{\partial V_{EB}}\mathrm{d}V_{EB} + \frac{\partial I_E}{\partial V_{CB}}\mathrm{d}V_{CB}. \tag{5.89}$$

Luînd $I_E \simeq I_{pE} = (qD_B p_{0B}/w)\exp(V_{EB}/V_T)$ obţinem

$$\frac{\partial I_E}{\partial V_{CB}} = \frac{\partial I_E}{\partial w}\frac{\partial w}{\partial V_{CB}} = -\mu\frac{I_E}{V_T}, \tag{5.90}$$

iar (5.89) devine

$$\mathrm{d}I_E = \frac{1}{r_{en}}\mathrm{d}V_{EB} - \frac{\mu}{r_{en}}\mathrm{d}V_{CB}. \tag{5.91}$$

Avînd în vedere că se lucrează în porţiunea liniară a caracteristicilor statice, trecem la creşteri finite pe care le scriem sub forma valorilor instantanee ale componentelor alternative, obţinem

$$i_e = \frac{v_{eb}}{r_{en}} - \frac{\mu}{r_{en}}v_{cb}; \qquad v_{eb} = i_e r_{en} + \mu v_{cb}, \tag{5.92}$$

relaţie ce descrie circuitul de intrare (fig. 5.25 *a*). Relaţia ce descrie circuitul de ieşire se obţine prin diferenţierea lui I_C

$$dI_C = \frac{\partial I_C}{\partial V_{EB}} dV_{EB} + \frac{\partial I_C}{\partial V_{CB}} dVCB. \tag{5.93}$$

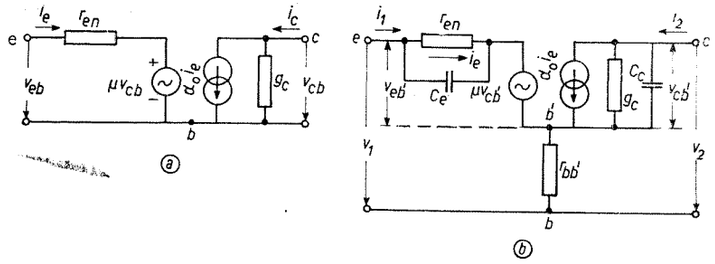


Fig. 5.25

Curentul de colector are expresia $I_C = -\alpha_0 I_E + I_{C0}$, unde α_0 şi I_{C0} depind numai de V_{CB}, prin urmare

$$dI_C = -\alpha_0 dI_E - I_E \frac{\partial \alpha_0}{\partial V_{CB}} dV_{CB} + \frac{\partial I_{C0}}{\partial V_{CB}} dV_{CB}. \tag{5.94}$$

Trecînd la creşteri finite obţinem expresia

$$i_C = -\alpha_0 i_e + g_c v_{cb}, \tag{5.95}$$

căreia îi corespunde circuitul de ieşire (fig. 5.25 *a*).

Schema echivalentă din figura 5.25*a* este incompletă întrucît nu ţine seama de o serie de factori, dintre care cei mai importanţi sînt capacităţile joncţiunilor şi rezistenţa de volum a bazei $r_{bb'}$ prin care au loc fenomene de reacţie. Introducînd aceste elemente se obţine schema echivalentă naturală de tip Early (fig. 5.25 *b*). Schema echivalentă Early nu se utilizează în calcule întrucît conţine generatori (de tensiune şi curent) ale căror valori depind de potenţialul punctului *b'*, inaccesibil măsurătorilor directe; această schemă descrie adecvat procesele fizice şi permite aprecierea performanţelor tranzistorilor şi serveşte pentru exprimarea diferiţilor parametri (de cvadripol, în T în π) în funcţie de parametrii naturali α_0, r_{en}, g_c, μ, $r_{bb'}$, $C_e = C_{de} + C_{be}$, $C_c = C_{dc} + C_{bc}$.

V.4.3. Scheme echivalente în *T* (Shockley)

La frecvenţe joase a fost propus de Shockley un circuit echivalent în T, foarte comod pentru calculele practice întrucît conţine un singur generator; de asemenea pentru aceste circuite pot fi uşor efectuate trecerile de la o conexiune la alta.

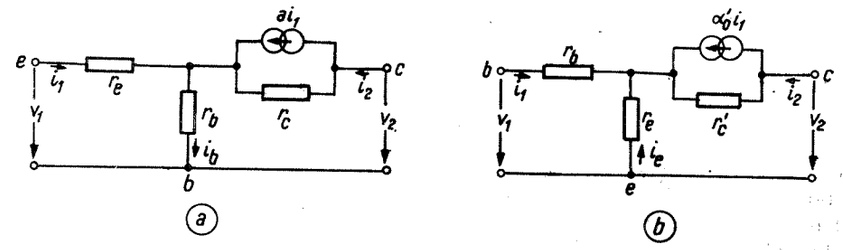


Fig. 5.26

Pentru conexiunea *BC* schema echivalentă în T este arătată în figura 5.26 *a*; elementele schemei pot fi uşor exprimate în funcţie de parametrii naturali comparînd figurile 5.26 *a* şi 5.25 *b* (neglijînd capacităţile).

Pentru schema echivalentă Early se pot scrie relaţiile

$$\left.\begin{aligned} v_1 &= v_{eb'} + (i_1 + i_2)\, r_{bb'}, \\ v_2 &= v_{cb'} + (i_1 + i_2)\, r_{bb'}, \end{aligned}\right\} \tag{5.96}$$

unde $v_{eb'}$ şi $v_{cb'}$ sînt date de relaţiile (5.92) şi (5.95); introducîndu-le în (5.96) obţinem

$$\left.\begin{aligned} v_1 &= \left(r_{en} + \mu \frac{\alpha_0}{g_c} + r_{bb'}\right) i_1 + \left(\frac{\mu}{g_c} + r_{bb'}\right) i_2, \\ v_2 &= \left(\frac{\alpha_0}{g_c} + r_{bb'}\right) i_1 + \left(\frac{1}{g_c} + r_{bb'}\right) i_2. \end{aligned}\right\} \tag{5.97}$$

Scriind relaţiile pentru schema din figura 5.26 *a* obţinem

$$\left.\begin{aligned} v_1 &= (r_e + r_b)\, i_1 + r_b i_2, \\ v_2 &= (r_b + ar_c)\, i_1 + (r_c + r_b)\, i_2. \end{aligned}\right\} \tag{5.98}$$

Comparînd ecuaţiile (5.98) cu (5.97) se obţin expresiile elementelor r_e, r_b, r_c, a (parametrilor r):

$$\left.\begin{aligned} r_e &= r_{en} + \frac{\mu(1-\alpha_0)}{g_c} = \frac{r_{en}}{2}, \\ r_b &= r_{bb'} + \mu/g_c, \\ r_c &= (1-\mu)/g_c, \\ a &= (\alpha_0 - \mu)/(1-\mu) \simeq \alpha_0. \end{aligned}\right\} \tag{5.99}$$

Prin trecerea de la schema BC la schema în EC (fig. 5.26 *b*) a suferit modificări numai ramura colectorului, mărimile α_0 şi r_c fiind notate cu prim. Egalînd căderile de tensiune de pe ramura colectorului pentru schemele BC şi EC obţinem

$$\left.\begin{aligned} \alpha_0' &= \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0} = \beta_0, \\ r_c' &= r_c(1-\alpha_0). \end{aligned}\right\} \tag{5.100}$$

V.4.4. Scheme echivalente şi parametrii de cvadripol ai tranzistorilor bipolari

În practică cele mai răspîndite sînt schemele echivalente de cvadripol care reprezintă modele liniare de semnal mic ale tranzistorului, pentru o gamă largă de frecvenţe. Performanţele tranzistorului pot fi caracterizate cu ajutorul parametrilor de cuadripol care, în general exprimă legătura dintre mărimile de ieşire şi cele de intrare (curenţi şi tensiuni) ale unei reţele electrice liniare cu patru borne accesibile. Utilizarea schemelor echivalente şi a parametrilor de cvadripol prezintă următoarele avantaje: a) comportarea cvadripolului poate fi exprimată prin relaţii relativ simple care pot fi uşor comparate cu cele ale altor circuite; b) parametrii de cvadripol pot fi măsuraţi direct şi se poate stabili efectul lor asupra circuitului complet; c) teoria cvadripolilor este bine sistematizată astfel încît relaţii cunoscute pot fi utilizate pentru a efectua treceri de la o conexiune la alta sau diferite interconectări între tranzistori.

Reprezentarea tranzistorului sub formă de cvadripol este arătată în figura 5.27. Mărimile v_1, v_2, i_1, i_2 reprezintă valorile instantanee ale tensiunilor şi curenţilor (componentelor alternative); întrucît se presupune că amplitudinile componentelor alternative sînt mult mai mici decît componentele continue, mărimile considerate au aceeaşi frecvenţă,

Cvadripolul este descris de două ecuaţii liniare, prin urmare numai două mărimi sînt independente iar tranzistorul este caracterizat cu ajutorul a patru parametri. În funcţie de alegerea variabilelor independente există şase sisteme de ecuaţii, dintre care trei sînt utilizate în cazul tranzistorilor.

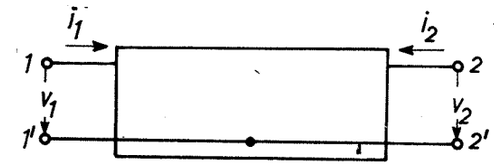


Fig. 5.27

1) *Sistemul de parametri z.*

Alegînd curenţii i_1, i_2 drept variabile independente se obţine sistemul de parametri z (parametrii impedanţă) care se definesc din ecuaţiile

$$\left.\begin{aligned} v_1 &= z_{11} i_1 + z_{12} i_2, \\ v_2 &= z_{21} i_1 + z_{22} i_2, \end{aligned}\right\} \tag{5.101}$$

unde

z_{11} este impedanţa de intrare cînd ieşirea este în gol $z_{11} = (v_1/i_1)_{i_2=0}$,

z_{12} — impedanţa de reacţie inversă, cînd intrarea este în gol $z_{12} = (v_1/i_2)_{i_1=0}$,

z_{21} — impedanţa de transfer cînd ieşirea este în gol $z_{21} = (v_2/i_1)_{i_2=0}$,

z_{22} — impedanţa de ieşire cînd intrarea este în gol $z_{22} = (v_2/i_2)_{i_1=0}$.

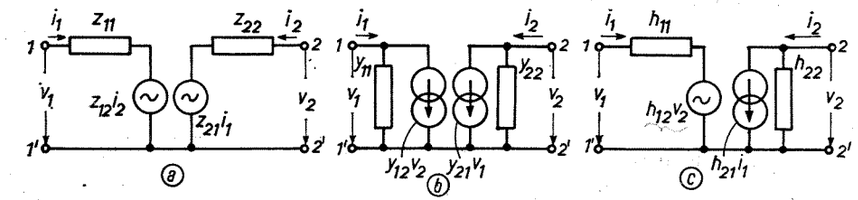


Fig. 5.28

Măsurarea parametrilor z_{11} şi z_{21} este dificilă fiind dat că impedanţa de ieşire a tranzistorului este mare şi este foarte greu de realizat practic regimul de mers în gol la ieşire.

Ecuaţiilor (5.101) le corespunde schema echivalentă din figura 5.28 *a*.

2) *Sistemul de parametri y.*

Alegînd tensiunile v_1, v_2 drept valorile independente se obţine sistemul de parametri y (parametrii admitanţă) care se definesc din ecuaţiile

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= y_{11} v_1 + y_{12} v_2, \\ i_2 &= y_{21} v_1 + y_{22} v_2, \end{aligned}\right\} \tag{5.102}$$

unde

y_{11} este admitanţă de intrare cînd ieşirea este în scurtcircuit $y_{11} = (i_1/v_1)_{v_2=0}$,

y_{12} — admitanţa de reacţie inversă cînd intrarea este în scurtcircuit $y_{12} = (i_1/v_2)_{v_1=0}$,

y_{21} — admitanţa de transfer cînd ieşirea este în scurtcircuit $y_{21} = (i_2/v_1)_{v_2=0}$,

y_{22} — admitanţa de ieşire cînd intrarea este în scurtcircuit, $y_{22} = (i_2/v_2)_{v_1=0}$.

În cazul sistemului de parametri y există dificultăţi de măsurare a parametrilor y_{12} şi y_{22}, operaţie ce presupune regimul de scurtcircuit la intrare; acest regim este greu de realizat din cauza impedanţei mici de intrare a tranzistorului.

Ecuaţiilor (5.102) le corespunde schema echivalentă din figura 5.28*b*.

3) *Sistemul de parametri h.*

Alegînd drept variabile independente pe i_1 şi v_2 se obţine sistemul de parametri h (parametri hibrizi) care sînt cei mai răspîndiţi din următoarele motive: pot fi uşor măsuraţi sau determinaţi din caracteristicile statice obişnuite; sînt uşor de manevrat în analiza schemelor şi descriu suficient de bine procesele fizice (natura fizică a parametrilor h este foarte apropiată de parametrii naturali şi parametrii r); în cataloage, firmele constructoare dau de obicei parametrii h pentru o anumită conexiune.

Parametrii h sînt definiţi de ecuaţiile

$$\left.\begin{aligned} v_1 &= h_{11} i_1 + h_{12} v_2, \\ i_2 &= h_{21} i_1 + h_{22} v_2, \end{aligned}\right\} \tag{5.103}$$

unde

h_{11} este impedanţa de intrare cînd ieşirea este în scurtcircuit $h_{11} = (v_1/i_1)_{v_2=0}$,

h_{12} — coeficientul de reacţie inversă de tensiune cînd intrarea este în gol $h_{12} = (v_1/v_2)_{i_1=0}$;

h_{21} — coeficientul de transfer de curent cînd ieşirea este în scurtcircuit $h_{21} = (i_2/i_1)_{v_2=0}$,

h_{22} — admitanţa de ieşire cînd intrarea este în gol $h_{22} = (i_2/v_2)_{i_1=0}$.

Ecuaţiilor (5.103) le corespunde schema echivalentă din figura 5.28*c*.

V.4.5. Parametrii dinamici ai tranzistorilor

Regimul de funcţionare al tranzistorului se numeşte dinamic atunci cînd în circuitul diferiţilor electrozi (colector, bază, emitor) se introduc impedanţe şi generatori de semnal alternativ. Pentru determinarea parametrilor dinamici ne referim la schema unui amplificator de tensiune, avînd tranzistorul în conexiune *EC* (fig. 5.29*a*): în circuitul bazei este conectat un generator de semnal avînd tensiunea u_g şi rezistenţa internă R_g iar în circuitul colectorului este conectată impedanţa z_s formată din rezistorii R_c şi R_2.

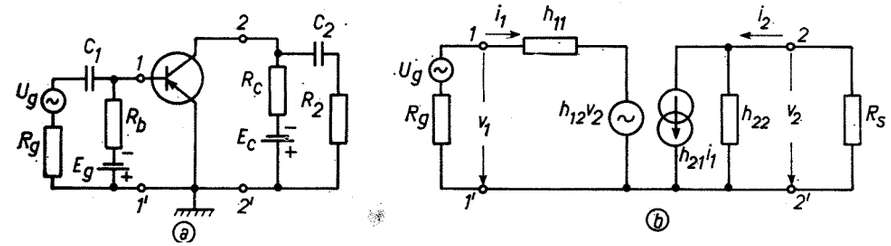


Fig. 5.29

Pentru analiza schemei utilizăm parametrii h_e corespunzători conexiunii *EC* şi facem următoarele presupuneri: R_b este foarte mare în comparaţie cu R_g şi impedanţa de intrare; condensatorii C_1, C_2 au capacităţi foarte mari şi reactanţele lor pot fi neglijate; impedanţa de sarcină R_s este formată prin conectarea în paralel a lui R_c şi R_2. Rezultă schema echivalentă din figura 5.29*b*.

Afară de ecuaţiile (5.103) din schemă apar evidente relaţiile

$$v_1 = u_g - i_1 R_g, \tag{5.104}$$

$$v_2 = - i_2 R_s. \tag{5.105}$$

1) *Coeficientul dinamic de amplificare a curentului* A_i, se defineşte ca raportul dintre curentul de ieşire (din sarcină) şi cel de intrare $A_i = i_2/i_1$. Introducem (5.105) în (5.103*b*)

$$i_2 = h_{21} i_1 - h_{22} R_s i_2, \tag{5.106}$$

de unde

$$A_i = \frac{i_2}{i_1} = \frac{h_{21}}{1 + h_{22} R_s}. \tag{5.107}$$

2) *Coeficientul dinamic de amplificare a tensiunii* A_v se definește ca raportul dintre tensiunea de ieșire și cea de intrare $A_v = v_2/v_1$.

Scoatem pe i_2 din (5.105) și-l introducem în (5.103*b*), obținem relația

$$i_1 = -\frac{h_{22} + 1/R_s}{h_{21}} v_2, \tag{5.108}$$

pe care o introducem în (5.103a), rezultă

$$v_1 = \left(h_{12} - h_{11}\frac{h_{22} + 1/R_s}{h_{21}}\right) v_2, \tag{5.109}$$

de unde

$$A_v = \frac{v_2}{v_1} = -\frac{h_{21}}{\Delta h + h_{11}/R_s} \qquad (\Delta h = h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}). \tag{5.110}$$

3) *Impedanța de intrare* R_{in} se definește ca impedanța văzută de la bornele *11'* spre tranzistor în condițiile cînd generatorul de semnal este îndepărtat. Conform definiției avem $R_{in} = v_1/i_1$.

Împărțim (5.103a) prin i_1

$$R_{in} = \frac{v_1}{i_1} = h_{11} + h_{12}\frac{v_2}{i_1}. \tag{5.111}$$

Scoatem din (5.108) raportul v_2/i_1 și-l introducem în (5.111), rezultă

$$R_{in} = h_{11} - \frac{h_{12}h_{21}}{h_{22} + 1/R_s} = \frac{h_{11} + \Delta h R_s}{1 + h_{22}R_s}. \tag{5.112}$$

4) *Impedanța de ieșire* R_{es} se definește ca impedanța văzută de la bornele *22'* spre tranzistor atunci cînd R_s este îndepărtată iar generatorul de intrare este înlocuit prin impedanța sa internă $R_{es} = v_2/i_2$. În aceste condiții ecuația (5.104) devine

$$u_1 = -i_1 R_g, \tag{5.113}$$

și introducînd-o în (5.103a) rezultă

$$\frac{i_1}{v_2} = -\frac{h_{12}}{h_{11} + R_g}. \tag{5.114}$$

Împărțind pe (5.103b) prin v_2 se obține

$$\frac{1}{R_{es}} = h_{22} + h_{21}\frac{i_1}{v_2}, \tag{5.115}$$

în care raportul i_1/v_2 se înlocuiește cu expresia sa din (5.114), rezultînd

$$R_{es} = \frac{h_{11} + R_g}{\Delta h + h_{22}R_g}. \tag{5.116}$$

5) *Coeficientul dinamic de amplificare al puterii* A_p se definește ca raportul dintre puterea utilă de ieșire și cea de intrare $A_p = P_2/P_1$. Conform definiției și ținînd seama de (5.105), (5.111), avem

$$A_p = \frac{v_2 i_2}{v_1 i_1} = A_v A_i = A_i^2 \frac{R_s}{R_{in}}. \tag{5.117}$$

Atunci cînd se ia în considerație impedanța generatorului de semnal R_g se calculează mărimile A_{vs} și A_{is}. Pentru coeficientul de amplificare al tensiunii avem $A_{vs} = v_2/u_g$; ținînd cont că

$$v_1 = \frac{u_g R_{in}}{R_{in} + R_g}, \tag{5.118}$$

rezultă

$$A_{vs} = \frac{v_2}{u_g} = \frac{v_2}{v_1}\frac{v_1}{u_g} = A_v \frac{R_{in}}{R_{in} + R_g}. \tag{5.119}$$

Pentru coeficientul de amplificare al curentului prin definiție avem $A_{is} = i_2/i_g$; presupunînd că la intrare este conectat un generator de curent i_g în paralel cu impedanța R_g, rezultă

$$i_1 = \frac{i_g R_g}{R_{in} + R_g}, \tag{5.120}$$

deci

$$A_{is} = \frac{i_2}{i_g} = \frac{i_2}{i_1}\frac{i_1}{i_g} = A_i \frac{R_g}{R_{in} + R_g}. \tag{5.121}$$

V.5. Comportarea tranzistorilor bipolari la frecvenţe înalte

V.5.1. Valorile instantanee ale purtătorilor minoritari

Se presupune că tensiunile ce acţionează la intrare şi ieşire constau dintr-o componentă continuă şi una alternativă; pentru conexiunea BC avem

$$v_E = V_E + V_e\, e^{j\omega t}, \tag{5.122}$$

$$v_C = V_C + V_c\, e^{j\omega t}. \tag{5.123}$$

Concentraţia instantanee a golurilor în bază şi a electronilor în emitor şi colector este descrisă de ecuaţiile de continuitate.

Pentru golurile din bază avem (analog cu (4.91))

$$\frac{\partial p_B(x,t)}{\partial t} = -\frac{p_B(x,t) - p_{0B}}{\tau_B} + D_B \frac{\partial^2 p_B(x,t)}{\partial x^2}, \tag{5.124}$$

unde

$$p_B(x,t) = P_B(x) + p_1(x,t) = P_B(x) + p_1(x)\, e^{j\omega t} \tag{5.125}$$

reprezintă concentraţia instantanee a golurilor în bază.

Introducînd (5.125) în (5.124) şi separînd componentele continuă şi alternativă se obţine (analog cu (4.93), (4.94))

$$\frac{\partial^2 P_B(x)}{\partial x^2} - \frac{P_B(x) - p_{0B}}{L_B^2} = 0, \tag{5.126}$$

$$\frac{\partial^2 p_1(x)}{\partial x^2} - \frac{p_1(x)\,[1 + j\omega\tau_B]}{L_B^2} = 0, \tag{5.127}$$

unde $L_B = (\tau_B D_B)^{1/2}$ este lungimea de difuzie a golurilor în bază.

Ecuaţia (5.126) este identică cu (5.3) şi are soluţia (5.6); pentru rezolvarea ecuaţiei (5.127) se pun condiţiile la limită

$$p_1(0) = P_E \frac{V_e}{V_T} = p_e, \tag{5.128}$$

$$p_1(w) = P_C \frac{V_c}{V_T} = p_c, \tag{5.129}$$

şi obţinem

$$p_1(x) = \frac{p_e \operatorname{sh} \dfrac{(w-x)\,S_B}{L_B} + p_c \operatorname{sh} \dfrac{xS_B}{L_B}}{\operatorname{sh} \dfrac{wS_B}{L_B}}, \tag{5.130}$$

unde

$$S_B = (1 + j\omega\tau_B)^{1/2}, \tag{5.131}$$

iar w este grosimea efectivă a bazei.

În mod analog se scriu ecuaţiile de continuitate şi soluţiile respective pentru electronii din emitor şi colector.

Pentru emitor avem

$$\frac{\partial n_E(x,t)}{\partial t} = -\frac{n_E(x,t) - n_{0E}}{\tau_E} + D_E \frac{\partial^2 n_E(x,t)}{\partial x^2}, \tag{5.132}$$

a cărei soluţie este forma

$$n_E(x,t) = N_E(x) + n_1(x,t) = N_E(x) + n_1(x)\, e^{j\omega t}. \tag{5.133}$$

Introdusă în (5.132) rezultă

$$\frac{\partial^2 N_E(x)}{\partial x^2} - \frac{N_E(x) - n_{0E}}{L_E^2} = 0, \tag{5.134}$$

$$\frac{\partial n_1(x)}{\partial x^2} - \frac{n_1(x)\,[1 + j\omega\tau_E]}{L_E^2} = 0. \tag{5.135}$$

Pentru colector avem

$$\frac{\partial n_C(x,t)}{\partial t} = -\frac{n_C(x,t) - n_{0C}}{\tau_C} + D_C \frac{\partial^2 n_C(x,t)}{\partial x^2}, \tag{5.136}$$

a cărei soluţie este forma

$$n_C(x,t) = N_C(x) + n_2(x,t) = N_C(x) + n_2(x)\, e^{j\omega t}. \tag{5.137}$$

Introdusă în (5.136) rezultă

$$\frac{\partial^2 N_C(x)}{\partial x^2} - \frac{N_C(x) - n_{0C}}{L_C^2} = 0, \tag{5.138}$$

$$\frac{\partial^2 n_2(x)}{\partial x^2} - \frac{n_2(x)[1 + j\omega\tau_C]}{L_C^2} = 0. \tag{5.139}$$

Rezolvările detaliate ale ecuațiilor (5.134), (5.135), (5.138) și (5.139) precum și a ecuației (5.127) cînd se ține seama de efectul Early sînt date în [17].

Dispunînd de soluțiile ecuațiilor de continuitate, pot fi calculați curenții totali care circulă prin tranzistor. La calculul componentelor alternative trebuie ținut seama și de capacitățile regiunilor de trecere, vom avea [17]

$$i_E = i_{pE} + i_{nE} = I_{pE} + I_{nE} + i_{pe} + i_{ne} + j\omega C_e V_e, \tag{5.140}$$

$$i_C = i_{pC} + i_{nC} = I_{pC} + I_{nC} + i_{pC} + i_{nC} + j\omega C_c V_c. \tag{5.141}$$

Coeficienții principali ai tranzistorului pentru componentele alternative au expresiile următoare.

a) *Eficiența emitorului* γ definit ca

$$\gamma = \frac{i_{pe}}{i_e} = \frac{i_{pe}}{i_{pe} + i_{ne} + j\omega C_e V_e}, \tag{5.142}$$

se poate pune sub forma

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1 + j\omega/\omega_\gamma}; \quad |\gamma| = \frac{\gamma_0}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_\gamma)^2}}. \tag{5.143}$$

b) *Eficiența bazei* β_t (coeficientul de transport) se poate determina prin analogie cu (5.26)

$$\beta_t = \frac{1}{\mathrm{ch}\,(w/L'_B)}, \tag{5.144}$$

unde

$$L'_B = L_B/(1 + j\omega\tau_B)^{1/2} \tag{5.145}$$

c) *Cîștigul (coeficientul) de curent* α are expresia

$$\alpha = \gamma\beta_t = \frac{\gamma}{\mathrm{ch}\,(w/L'_B)}. \tag{5.146}$$

V.5.2. Frecvențe limită ale tranzistorului

În literatură sînt definite mai multe frecvențe limită, în funcție de tipul de conexiune sau de aproximațiile admise.

a. Frecvența limită (de tăiere) a cîștigului de curent în conexiune *BC* $f_{\alpha T}$

Considerînd conexiunea *BC* se definește frecvența de tăiere $f_{\alpha T}$ a cîștigului de curent pentru tranzistorul „intern" (nelijînd $r_{bb'}$). Această frecvență este legată de construcția fizică a tranzistorului prin intermediul constantei de timp globale între emitor și colector τ_{ce} [18]—[20]

$$f_{\alpha T} = 1/2\pi\tau_{ce}. \tag{5.147}$$

Constanta de timp τ_{ce} are trei componente:

1) *Constanta de timp a emitorului* τ_e, are expresia

$$\tau_e = (r_e + r_E)(C_e + C_{b0}), \tag{5.148}$$

unde r_E este rezistența ohmică a regiunii emitorului, r_e este rezistența diferențială a joncțiunii emitor-bază, $C_e = C_{de} + C_{be}$ este capacitatea totală a regiunii de trecere iar C_{b0} este capacitatea parazită din circuitul bazei. Avînd în vedere că emitorul este puternic dopat $r_E \ll r_e$ și că $C_{b0} \ll C_e$, constanta de timp are expresia $\tau_e \simeq r_e C_e$ și este concentrată în special în regiunea de trecere emitor-bază. Se definește o frecvență de tăiere f_γ a eficienței emitorului ca fiind frecvența la care γ scade în modul cu 3d*B* față de γ_0; după cum rezultă din (5.143) $\gamma = \gamma_0/\sqrt{2}$ cînd

$$\omega = \omega_\gamma = 1/\tau_e = 1/r_e C_e; \quad f_\gamma = 1/2\pi r_e C_e. \tag{5.149}$$

2) *Constanta de timp a bazei* τ_b este determinată de timpul de difuzie al purtătorilor minoritari prin bază; această constantă poate fi determinată din expresia coeficientului de transport pentru componenta alternativă. Presupunînd un tranzistor ideal (bază foarte subțire) expresia

(5.144) poate fi explicitată prin dezvoltare în serie McLaurin a numitorului, obținem

$$\beta_t = \frac{1}{\operatorname{ch}\frac{w}{L_B}\sqrt{1+j\omega\tau_B}} \simeq \frac{1}{1+\frac{w^2}{2L_B^2}+\frac{j\omega w^2\tau_B}{2L_B^2}}, \qquad (5.150)$$

și ținînd cont (5.27) putem scrie

$$\beta_t = \frac{\beta_{t0}}{1+j\omega\frac{w^2}{2D_B}} = \frac{\beta_{t0}}{1+j\omega/\omega_{\beta t}}; \quad |\beta_t| = \frac{\beta_{t0}}{\sqrt{1+(f/f_{\beta t})^2}}, \qquad (5.151)$$

unde

$$\omega_{\beta t} = \frac{2D_B^2}{w^2} = \frac{1}{\tau_b}, \qquad (5.152)$$

iar $\tau_b = \tau_D$ reprezintă timpul de difuzie al purtătorilor minoritari prin bază.

Se definește o frecvență de tăiere $f_{\beta t}$ a eficienței bazei ca fiind frecvența la care β_t scade în modul cu 3dB față de β_{t0}; după cum rezultă din (5.159) $|\beta_t| = \beta_{t0}/\sqrt{2}$ cînd

$$\omega = \omega_{\beta t} = 1/\tau_b; \quad f_{\beta t} = 1/2\pi\tau_b = D_B/\pi w^2. \qquad (5.153)$$

Dacă β_t se aproximează prin

$$\beta_t \simeq \frac{1}{\operatorname{ch}\sqrt{\frac{j\omega w^2}{D_B}}}, \qquad (5.154)$$

atunci pentru modul avem

$$|\beta_t| = \frac{\beta_{t0}}{\operatorname{ch}\sqrt{\omega w^2/D_B}} = \frac{\beta_{t0}}{\operatorname{ch}\sqrt{\omega\tau_{b1}}}, \qquad (5.155)$$

unde $\tau_{b1} = w^2/D_B$, atunci din tabelele de funcții hiperbolice rezultă că $|\beta_t|$ scade cu 3dB față de β_{t0} pentru frecvența de tăiere

$$\omega = \omega_{\beta t} = 2{,}43/\tau_{b1}; \quad f = f_{\beta t} = \omega_{\beta t}/2\pi = 1{,}215 D_B/\pi w^2;$$

$$\tau_b = w^2/2{,}43\, D_B \qquad (5.156)$$

(ultima relație se obține dacă în dezvoltarea ch (w/L_B') s-ar lua trei termeni).

3) *Constanta de timp a colectorului* τ_c care la rîndul ei are două componente: a) timpul de tranzit al purtătorilor prin regiunea de trecere a joncțiunii colector-bază

$$\tau_{c1} = x/2v_l, \qquad (5.157)$$

unde x este lărgimea regiunii de trecere polarizată invers iar v_l este viteza de drift limită a purtătorilor; 2) constanta de timp τ_{c2} datorată încărcării capacității de colector $C_c = C_{bc} + C_{dc}$

$$\tau_{c2} = C_c(r_b + r_e), \qquad (5.158)$$

unde r_c este rezistența ohmică a regiunii colectorului; avînd în vedere că r_c este mare în raport cu r_e rezultă $\tau_{c2} \simeq r_c C_c$.

Constanta de timp globală τ_{ce} are expresia

$$\tau_{ce} = \tau_e + \tau_b + \tau_{c1} + \tau_{c2} = r_e C_e + w^2/2D_B + x/2v_l + r_c C_c, \qquad (5.159)$$

și putem scrie

$$\frac{1}{\omega_{\alpha T}} = \frac{1}{\omega_\gamma} + \frac{1}{\omega_{\beta t}} + \frac{1}{\omega_{c1}} + \frac{1}{\omega_{c2}};$$

$$f_{\alpha T} = [2\pi(r_e C_e + w^2/2D_B + x/2v_l + r_c C_c)]^{-1}. \qquad (5.160)$$

Din relația (5.160) se poate aprecia contribuția diferiților termeni la determinarea frecvenței de tăiere. Pentru tranzistorii bipolari obișnuiți fabricați prin aliere sau difuzie rolul principal este jucat de timpul de difuzie τ_b; termenii τ_{c1} și τ_{c2} au valori mici pentru tensiuni inverse de colector mari întrucît crește v_l și scade C_c; τ_e are în general o valoare mică în comparație cu τ_b. Considerînd că tranzistorul funcționează cu tensiuni de colector mari, frecvența de tăiere este determinată de constantele τ_b și τ_e; înlocuind (5.143) și (5.159) în (5.146) și ținînd cont că la frecvențe normale de funcționare $(\omega^2/\omega_\gamma \cdot \omega_{\beta t}) \ll 1$, se obține

$$\alpha = \frac{\gamma_0\beta_{t0}}{(1+j\omega/\omega_\gamma)(1+j\omega/\omega_{\beta t})} \simeq \frac{\alpha_0}{1+j\omega(1/\omega_\gamma + 1/\omega_{\beta t})} =$$

$$= \frac{\alpha_0}{1+j\omega/\omega_\alpha}; \quad |\alpha| = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1+(f/f_\alpha)^2}}. \qquad (5.161)$$

În această aproximație se definește o frecvență de tăiere f_α ca fiind frecvența la care cîștigul de curent pentru conexiunea BC cu ieșirea în scurtcircuit scade în modul cu 3dB față de α_0

$$f = f_\alpha = \frac{\omega_\alpha}{2\pi} = \frac{1}{2\pi(\tau_e + \tau_b)}. \tag{5.162}$$

Avînd în vedere că de regulă $\tau_e \ll \tau_b$ (τ_b este de ordinul 10^{-8} s în tranzistorii de înaltă frecvență fabricați prin aliere sau difuzie; pentru tranzistorii planari cu Si $\tau_b \simeq 10^{-10}$ s) se poate scrie

$$f_\alpha \simeq f_{\beta t} = D_B/\pi w^2. \tag{5.163}$$

b. Frecvența de tăiere a cîștigului de curent în conexiune EC f_β

Considerînd conexiunea EC și ieșirea în scurtcircuit se definește o frecvență de tăiere f_β a cîștigului ca fiind frecvența la care β (h_{21e}) scade în modul cu 3dB față de valoarea de joasă frecvență; avem

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha} = \frac{\beta_0}{1 + j\omega/\omega_\beta}; \quad |\beta| = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + (f/f_\beta)^2}}, \tag{5.164}$$

unde

$$\beta_0 = \alpha_0/(1 - \alpha_0), \tag{5.165}$$

$$f_\beta = (1 - \alpha_0) f_\alpha. \tag{5,166}$$

Din ultimile două relații rezultă

$$\beta_0 f_\beta = \alpha_0 f_\alpha, \tag{5.167}$$

adică produsul amplificare × bandă de trecere este constant indiferent de conexiune; uneori se ia relația aproximativă $f_\beta \simeq f_\alpha/\beta_0$ care arată că frecvența de tăiere în conexiune EC este de β_0 ori mai mică decît în conexiune BC.

c. Frecvența de tăiere (tranzit) f_T

Este definită ca frecvența la care cîștigul de curent în conexiune EC, cu scurtcircuit la ieșire scade (în modul) la 1.

Făcînd în (5.164) $|\beta| = 1$ pentru $f = f_T$ și avînd în vedere că $\beta_0^2 \gg 1$ rezultă

$$f_T = \beta_0 f_\beta. \tag{5.168}$$

Relația (5.168) permite o nouă interpretare a frecvenței f_T: reprezintă produsul amplificare × bandă de trecere al tranzistorului în conexiune EC cu ieșirea în scurtcircuit. Frecvența f_T reprezintă un parametru

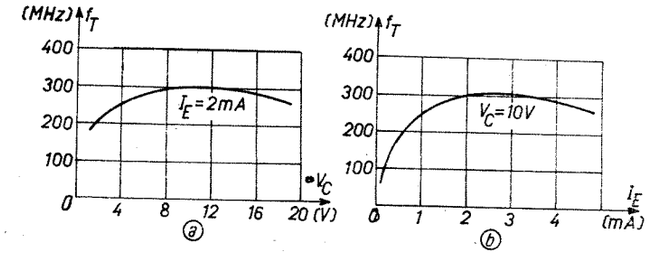


Fig. 5.30

foarte important și depinde de punctul de funcționare, anume scade odată cu micșorarea tensiunii de colector pentru I_E = const. (fig. 5.30 *a*); de asemenea scade puternic odată cu micșorarea curentului I_E pentru V_C = const. (fig. 5.30 *b*).

Comparînd relațiile (5.168) și (5.167) și ținînd cont de (5.164) rezultă că pentru tranzistorii ideali $f_T \simeq f_\alpha$ iar defazajul la această frecvență

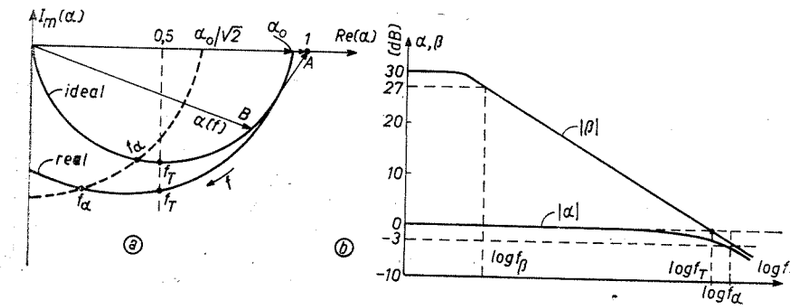


Fig. 5.31

este aproximativ 45°, așa cum rezultă din diagrama fazorială a cîștigului de curent (fig. 5.31 *a*).

În cazul tranzistorilor reali calculele arată că defazajul crește mai repede iar modulul scade mai lent cu frecvența; din această cauză $f_T < f_\alpha$, fiind determinat de (5.168). Din figură se observă că f_T se obține prin intersecția curbei $\alpha(f)$ cu dreapta corespunzătoare valorii

$\mathrm{Re}(\alpha) = 0{,}5$; într-adevăr făcînd $|\beta| = 1$, atunci $|\alpha| = |1 - \alpha|$ adică $\mathrm{Re}(\alpha) \simeq 0{,}5$.

În punctul de pe curbă unde $f = f_T$ avem $OB = BA$.

Variaţia mărimilor $|\alpha|$ şi $|\beta|$ cu frecvenţa pentru un tranzistor mediu, ($\beta \simeq 30$) este arătată în figura 5.31 *b* utilizîndu-se scara logaritmică; din figură se poate evalua raportul dintre frecvenţele f_α, f_β, f_T.

V.5.3. Scheme echivalente ale tranzistorului la frecvenţe înalte

Schema echivalentă cea mai completă pentru descrierea comportării tranzistorilor la frecvenţe înalte este schema de cvadripol în Π cu admitanţe şi generator de curent la ieşire. Tratarea generală a acestor scheme pentru tranzistorul „intern" (fără $r_{bb'}$) şi pentru tranzistorul complet, bazată pe utilizarea expresiilor exacte ale curenţilor i_e, i_c, i_b, poate fi găsită în [2], [17]. Aici ne vom limita la prezentarea unor scheme simplificate mai des utilizate în practică.

În cazul conexiunii *BC* se pleacă de la schema Early (fig. 5.25 *b*); pentru a lua în consideraţie timpul de tranzit al purtătorilor minoritari prin bază, generatorul de curent devine dependent de frecvenţa (prin intermediul coeficientului α) obţinîndu-se astfel schema echivalentă Giacoletto [22] (fig. 5.32 *a*) unde: $g_m v_{eb'}$ este generatorul de curent corespunzător transportului de purtători minoritari prin bază; $g_{eb'}$ este conductanţa corespunzătoare curentului de electroni prin joncţiunea emitor-bază şi curentului de recombinare; $g_{b'c}$ este conductanţa joncţiunii colector-bază; g_{ce} este conductanţa corespunzătoare reacţiei interne (efect Early); capacităţile C_e, C_c au aceeaşi semnificaţie ca în schema Early; $r_{bb'}$ este rezistenţa distribuită a bazei.

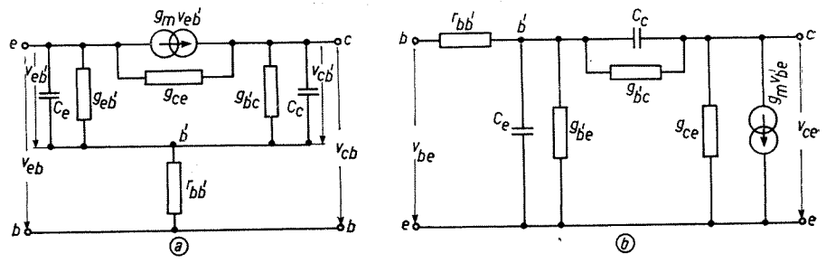


Fig. 5.32

În cazul conexiunii *EC* se utilizează schema echivalentă Giacoletto în Π cu parametrii hibrizi (fig. 5.32 *b*). Elementele active ale schemelor Giacoletto pot fi exprimate în funcţie de parametrii *h* (de joasă frecvenţă). Stabilim relaţiile necesare în cazul conexiunii *EC*; pentru aceasta comparăm schema Giocoletto din figura 5.32 *b* (fără capacităţi) cu schema echivalentă de cvadripol figura 5.28 *c*, considerată în conexiune *EC*.

1) *Transconductanţa (panta internă) tranzistorului* g_m. Acest parametru se determină comod în conexiunea *BC*; prin definiţie avem

$$g_m = \frac{\partial I_c}{\partial V_{b'e}} = -\alpha \frac{\partial I_e}{\partial V_{b'e}} = \alpha \frac{\partial I_e}{\partial V_{eb}} \simeq \alpha \frac{I_E}{V_T} = \frac{\alpha}{r_{en}}. \tag{5.169}$$

2) *Conductanţa* $g_{b'e}$. Prin definiţie $h_{21e} = (i_c/i_b)_{v_{ce}=0}$; în aceste condiţii curenţii au expresiile

$$i_b = v_{b'e}(g_{b'e} + g_{b'c}) \simeq v_{b'e} g_{b'e}. \tag{5.170}$$

Înlocuind în expresia lui h_{21e} şi scoatem pe $g_{b'e}$

$$g_{b'e} = \frac{g_m}{h_{21e}} = \frac{\alpha}{r_{en}} \frac{1-\alpha}{\alpha} = \frac{1-\alpha}{r_{en}}; \qquad r_{b'e} = 1/g_e(1-\alpha). \tag{5.171}$$

3) *Conductanţa de reacţie* $g_{b'e}$ se determină pornind de la expresia lui h_{12e}. Prin definiţie $h_{12e} = (v_{b'e}/v_{ce})_{i_b=0}$, din figura 5.32 *b* rezultă

$$h_{12e} = \frac{v_{b'e}}{v_{ce}} = \frac{1/g_{b'e}}{1/g_{b'e} + 1/g_{b'c}} = \frac{r_{b'e}}{r_{b'e} + r_{b'c}}, \tag{5.172}$$

de unde

$$r_{b'c} = \frac{1 - h_{12e}}{h_{12e}} r_{b'e}; \qquad g_{b'c} = \frac{h_{12e}}{1 - h_{12e}} g_{b'e} \simeq h_{12e} g_{b'e}. \tag{5.173}$$

4) *Conductanţa de ieşire* g_{ce} se determină în condiţiile de gol la intrare. Din schemă avem

$$i_c = g_{ce} v_{ce} + g_m v_{b'e} + \frac{v_{ce}}{r_{b'c} + r_{b'e}}. \tag{5.174}$$

Împărţim cu v_{ce} şi ţinem cont că $r_{b'c} \gg r_{b'e}$, rezultă

$$h_{22e} = i_c/v_{ce} = g_{ce} + g_m h_{12e} + g_{b'c}, \tag{5.175}$$

de unde (ţinînd cont de (5.173))

$$g_{ce} = h_{22e} - g_{b'c} - g_m h_{12e} = h_{22e} - h_{12e}(g_{b'e} + g_m) \simeq h_{22e} - h_{12e} g_m. \tag{5.176}$$

5) *Rezistența distribuită a bazei* $r_{bb'}$ poate fi determinată calculînd rezistența de intrare cu ieșirea în scurtcircuit. Ținînd cont că în aceste condiții $r_{b'c}$ și $r_{b'e}$ sînt conectate în paralele și că

$$r_{b'c} \| r_{b'e} \simeq r_{b'e} \tag{5.177}$$

avem

$$h_{11e} = r_{bb'} + r_{b'e}; \qquad r_{bb'} = h_{11e} - r_{b'e}. \tag{5.178}$$

În încheiere precizăm că pentru o gamă largă de frecvențe schema Giacoletto în conexiune *EC* se simplifică în sensul că g_{ce} și $g_{b'c}$ au valori foarte mici și pot fi neglijate.

V.6. Tranzistorul bipolar în regim de comutare

V.6.1. Particularități de funcționare ale tranzistorului în regim de comutare

În acest aliniat se descriu fenomenologic procesele de comutare și se dau cîteva expresii aproximative pentru diferiți timpi de comutare.

Se spune că tranzistorul funcționează în regim de comutare atunci cînd efectuează treceri succesive de la stare de blocare (curenți mici și tensiuni mari) la stare de saturație (curenți mari și tensiuni mici) și viceversa în intervale de timp foarte mici. Trecerea de la starea de blocare la cea de saturație se numește comutare directă, trecerea inversă se numește comutare inversă. Cu cît timpii de comutare directă și inversă sînt mai mici cu atît tranzistorul se apropie de comutatorul ideal; pentru micșorarea acestor intervale de timp tranzistorul de comutare trebuie să aibă frecvențe limită cît mai ridicate, adică constructiv să fie similari cu tranzistorii de înaltă frecvență. Totuși, fiind dat că comutarea reprezintă un proces tranzitoriu de semnal mare (nivele mari de injecție), funcționarea tranzistorilor de comutare diferă total de cea a tranzistorilor de înaltă frevență, care în general funcționează cu nivele mici de injecție. Tranzistorul de comutare este caracterizat prin doi parametri importanți, cîștigul de curent și timpul de comutare; pentru mărirea cîștigului de curent se utilizează construcții cu baza slab dopată iar pentru micșorarea timpului de comutare se utilizează un ușor dopaj cu Au care dă naștere la centrii de captură suplimentari, micșorînd timpul de viață al purtătorilor în exces.

În regim de comutare tranzistorul poate funcționa în trei moduri diferite: nesaturat, saturat și în avalanșă (fig. 5.33); distingem patru regiuni pe familia de caracteristici de ieșire: *I regiunea activă*, joncțiunea

emitor-bază polarizată direct iar joncțiunea colector-bază polarizată invers; *II regiunea de blocare*, ambele joncțiuni sînt polarizate invers; *III regiunea de saturație*, ambele joncțiuni sînt polarizate direct; *IV regiunea de avalanșă*, joncțiunea emitor-bază este polarizată direct iar joncțiunea colector-bază se află în regiunea de străpungere prin multiplicare în avalanșă. Pe figură sînt indicate și dreptele de sarcină corespunzătoare celor trei moduri de funcționare.

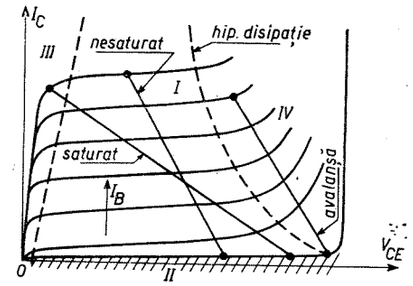


Fig. 5.33

Regiunile I, II, III pot fi caracterizate prin distribuția purtătorilor minoritari în bază; referindu-ne la tranzistorul PNP distribuția golurilor este arătată în figura 5.34 : *a* și *b* corespund regiunii active, în primul caz variază V_{EB} iar V_{CB} = const., în al doilea caz variază V_{CB} iar V_{EB} = = const.; *c* corespunde regiunii de blocare; *d* corespunde regiunii de saturație cînd golurile injectate de emitor se însumează cu cele injectate de colector.

Pe figura 5.34 *d* sînt indicate sensurile curenților direcți de emitor și colector.

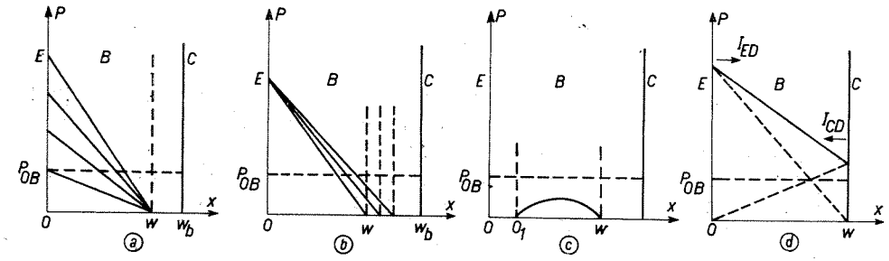


Fig. 5.34

Pentru discutarea proceselor fizice ce au loc în timpul comutări considerăm mai întîi conexiunea *BC* (fig. 5.35 *a*) și presupunem că golurile variază liniar în bază (curba punctată din fig. 5.3 *b*).
Funcționarea schemei poate fi urmărită cu ajutorul diagramelor. În absența semnalului de intrare tranzistorul este blocat de către tensiunea E_c; aplicînd semnalul impulsular (fig. 5.35 *b*) curentul de emitor crește brusc la valoarea I_{c1} (fig. 5.35 *c*), tranzistorul trece în regiunea de saturație și curentul de colector este limitat numai de E_c și R_s, $I_{cM} \simeq E_c/R_s$. Curentul de colector nu ajunge instantaneu la valoarea I_{cM}, întrucît este necesar să se înmagazineze mai întîi în bază sarcina Q_1 care asigură curentul de

colector. Timpul scurs între momentul aplicării semnalului de intrare şi momentul cînd i_C ajunge la 0,9 I_{cM} se numeşte timp de comutare directă. Vom vedea mai jos că sarcina Q_1 are o creştere exponenţială în timp. Curentul minim de emitor necesar pentru a menţine în circuitul de colector a curentului I_{cM} este $I_{es} = I_{cM}/\alpha_N$ şi se numeşte curent de saturaţie incipientă; dacă curentul de emitor depăşeşte valoarea I_{es}, tranzistorul trece în regiunea de saturaţie profundă şi în bază se va înmagazina o

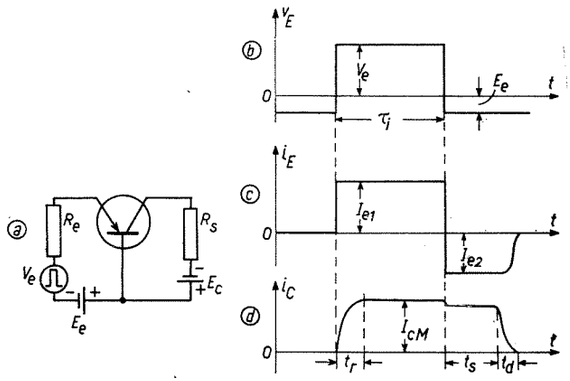


Fig. 5.35

sarcină suplimentară Q_s numită sarcină de stocare (în exces) fiind egală cu suma sarcinilor în exces provenite de la emitor şi colector $Q_s = Q_{se} + Q_{sc}$. La terminarea impulsului de tensiune pozitiv joncţiunea emitor-bază se polarizează invers de către tensiunea E_e însă datorită sarcinii stocate Q_s, curenţii i_E şi i_C nu devin zero. Curentul de emitor îşi schimbă sensul şi are valoarea I_{e2}, determinată de elementele circuitului exterior (E_e şi rezistenţa totală din circuitul de emitor); joncţiunea emitor-bază fiind polarizată invers, curentul I_{e2} este un curent invers şi durează atîta timp cît există goluri în bază. Curentul de colector îşi păstrează valoarea aproximativ egală cu I_{cM} un interval de timp t_s numit timp de stocare, pînă cînd se evacuează sarcina Q_s; în intervalul t_s curentul de colector se închide prin bază care are rezistenţa puţin mai mare decît emitorul, fapt ce explică uşoara scădere a lui I_{cM}. Rezultă că evacuarea lui Q_s se efectuează prin intermediul lui I_{e2} şi I_{cM}; întrucît I_{cM} este limitat de puterea de disipaţie maximă admisă, pentru micşorarea lui t_s este necesar ca I_{e2} să fie cît mai mare, adică saltul negativ de tensiune să fie suficient de mare (E_e mare); pe de altă parte mărirea lui E_e cauzează apariţia unui timp de întîrziere la comutarea directă. După evacuarea lui Q_s curentul i_C scade aproximativ exponenţial şi atinge valoarea 0,1 I_{cM} după un in-

terval de timp t_d numit timp de cădere (descreştere); în acest interval de timp se poate presupune că I_{e2} rămîne aproximativ constant.

În cazul conexiunii EC (fig. 5.36) procesele decurg analog ca în conexiunea BC cu diferenţa importantă că sarcina înmagazinată în bază Q_1, este determinată de curentul de bază a cărui valoare este impusă de tensiunea aplicată şi rezistenţa din circuitul bazei. Curentul minim de bază care asigură I_{cM} se notează cu I_{bs} şi corespunde regiunii de satura-

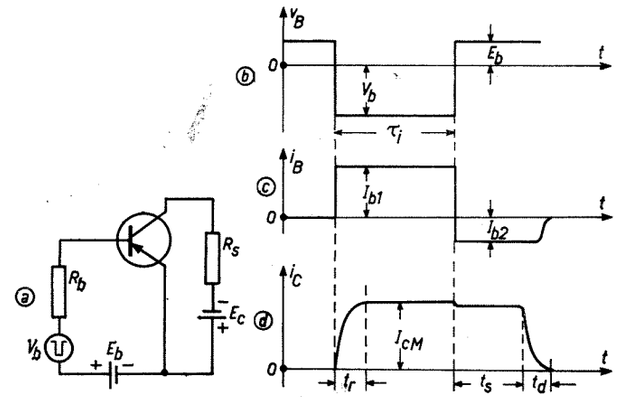


Fig. 5.36

ţie incipientă (limita de saturaţie); pentru curenţi $I_b > I_{bs}$ tranzistorul trece într-o regiune de saturaţie profundă şi în bază se stochează sarcina $Q_s = Q_{sb} + Q_{sc}$. După terminarea impulsului negativ din bază, curentul I_{cM} păstrează aproximativ aceeaşi valoare pînă la evacuarea lui Q_s; curentul din bază îşi inversează sensul (fiind ca şi I_{e2} un curent invers) avînd amplitudinea I_{b2}, determinată de elementele exterioare E_b şi R_b. Pentru evacuarea rapidă a lui Q_s este necesar ca tensiunea de polarizare inversă E_b să fie mare. După evacuarea lui Q_s curentul i_C scade la 0,1 I_{cM} după, timpul t_d iar i_B rămîne aproximativ constant.

Pentru evaluarea aproximativă a timpilor de comutare t_r şi t_d se fac următoarele presupuneri simplificatoare: $P_C \simeq 0$, golurile variază liniar în bază $P_B(x) = P_E(1 - x/w)$ adică se neglijează recombinările, frecvenţa limită în polarizarea normală $\omega_{\alpha N}$ este determinată numai de timpul de difuzie al purtătorilor minoritari $\omega_{\alpha N} = 1/\tau_b = 2D_B/w^2$. În aceste condiţii pentru conexiunea BC avem ($S = 1$).

$$I_C = -qD_B\left(\frac{(\partial P_B(x)}{\partial x}\right)_{x=w} = qP_E D_B/w, \qquad (5.179)$$

de unde

$$P_E = \frac{wI_C}{qD_B}, \tag{5.180}$$

iar sarcina Q_1 are valoarea

$$Q_1 = \frac{1}{2} qwP_E = \frac{I_C w^2}{2D_B} = \frac{I_C}{\omega_{\alpha N}}. \tag{5.181}$$

Sarcina Q_1 se stabileşte în intervalul t_r; neglijînd recombinările se poate scrie

$$Q_1 = I_{e1} t_r. \tag{5.182}$$

Din ultimele două relaţii scoatem

$$t_r = \frac{I_{CM}}{I_{e1}\omega_{\alpha N}} = \frac{\alpha_N}{\omega_{\alpha N}}. \tag{5.183}$$

După evacuarea lui Q_s curentul i_C scade la 0,1 I_{CM} în intervalul t_d; presupunînd că I_{e2} rămîne aproximativ constant în acest interval şi că Q_1 este evacuat în special de către I_{e2}, se poate scrie

$$Q_1 = I_{e2} t_d, \tag{5.184}$$

şi comparînd cu (5.181) rezultă

$$t_d = \frac{I_{CM}}{I_{e2}\omega_{\alpha N}}. \tag{5.185}$$

În cazul conexiunii EC avem

$$t_r = \frac{I_{CM}}{I_{b1}\omega_{\alpha N}} = \frac{\beta_N}{\omega_{\alpha N}} = \frac{\alpha_N}{(1-\alpha_N)\omega_{\alpha N}} = \frac{\alpha_N}{\omega_{\beta N}}, \tag{5.186}$$

$$t_d = \frac{I_{CM}}{I_{b2}\omega_{\alpha N}}. \tag{5.187}$$

În general, procesele de comutare pot fi caracterizate cu ajutorul a cinci mărimi: 1) curentul maxim, limitat de puterea maximă disipată pe tranzistor; 2) tensiunea maximă în timpul blocării; 3) impedanţa de blocare; 4) impedanţa de saturaţie; 5) timpii de comutare directă, inversă şi de stocare. Studiul riguros al acestor mărimi se poate efectua prin două metode: a) metoda ecuaţiilor Ebers-Moll şi b) metoda sarcinii.

Utilizînd ecuaţiile Ebers-Moll pot fi determinate toate mărimile specificate mai sus, precum şi unii parametri suplimentari ce caracterizează stările de blocare şi saturaţie. Ecuaţiile Ebers-Moll sînt complicate şi manipularea lor este anevoioasă, în special pentru găsirea timpilor de comutare; de asemenea aceste ecuaţii operează cu mărimi ce nu sînt specificate în cataloage (α_I, ω_I) şi nu ţin seama de modulaţia grosimii bazei şi de capacităţile C_e şi C_c.

Metoda sarcinii permite determinarea rapidă şi suficient de precisă a timpilor de comutare şi operează cu mărimi date în cataloage şi tabele; permite înţelegerea fizică corectă şi imediată a proceselor din tranzistor în timpul comutării.

După părerea noastră ecuaţiile Ebers-Moll sînt comode pentru determinarea mărimilor specifice stărilor staţionare de blocare şi saturaţie, în schimb metoda sarcinii este adecvată pentru studiul proceselor tranzitorii şi determinarea timpilor de comutare. În continuare se expune pe scurt metoda sarcinii.

V.6.2. Metoda sarcinii

Metoda sarcinii consideră tranzistorul ca un element comandat prin sarcina înmagazinată în bază [24]—[29]; metoda se bazează pe principiul neutralităţii electrice a bazei: în orice punct din bază sarcinile pozitive şi negative sînt egale şi variază în timp cu aceeaşi viteză. Teoretic, acest principiu nu este suficient de riguros (la echilibru perfect nu există fenomene de difuzie a purtătorilor) dar practic dă rezultate satisfăcătoare.

Considerînd tranzistorul PNP, sarcina pozitivă datorată golurilor în exces injectate din emitor este compensată de sarcina negativă a electronilor ce vin prin contactul bazei. Condiţia de neutralitate electrică a bazei se scrie sub formă generală

$$Q_{p0} + Q_{ND} = Q_{n0}, \tag{5.188}$$

unde Q_{ND} este sarcina pozitivă datorată ionilor donori; Q_{p0} este sarcina datorată golurilor; Q_{n0} este sarcina datorată electronilor. În regim variabil condiţia de echilibru electric este

$$\frac{dQ_p}{dt} + \frac{dQ_{ND}}{dt} = \frac{dQ_n}{dt}, \tag{5.189}$$

unde Q_p, Q_n sînt sarcini în exces.

Variaţia sarcinii Q_{ND} poate avea loc numai pe seama variaţiei grosimii bazei, adică a lărgimii regiunilor de trecere, deci

$$\frac{dQ_{ND}}{dt} = C_e \frac{dV_e}{dt} + C_c \frac{dV_c}{dt} = \frac{dQ_e}{dt} + \frac{dQ_c}{dt}. \tag{5.190}$$

Variaţia sarcinii Q_n poate avea trei cauze : curentul de bază i_b (aria joncţiunilor este egală cu 1), componentele electronice ale curenţilor de emitor şi colector şi procesele de recombinare în bază (de volum şi de suprafaţă); avînd în vedere că i_b şi i_{nc} duc la mărirea numărului de electroni iar i_{ne} şi recombinarea micşorează numărul de electroni, rezultă

$$\frac{dQ_n}{dt} = i_b - (i_{ne} - i_{nc}) - \frac{Q_n}{\tau_n}. \tag{5.191}$$

Variaţia sarcinii Q_p se datoreşte următoarelor cauze : curentul de emitor i_{pe}, curentul de colector i_{pc} şi procesele de recombinare (de volum şi de suprafaţă); analog cu (5.191) putem scrie

$$\frac{dQ_p}{dt} = i_{pe} - i_{pc} - i_R = i_{pe} - i_{pc} - \frac{Q_p}{\tau_p}. \tag{5.192}$$

Introducînd ultimele trei relaţii în (5.189) obţinem

$$i_{pe} - i_{pc} - \frac{Q_p}{\tau_p} + \frac{dQ_e}{dt} + \frac{dQ_c}{dt} = i_b - (i_{ne} - i_{nc}) - \frac{Q_n}{\tau_n}. \tag{5.193}$$

Relaţia (5.192) se poate obţine prin integrarea ecuaţiei generale de continuitate a golurilor

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p(x, t) - p_{n0}}{\tau_p} - \frac{1}{q} \nabla j_p, \tag{5.194}$$

după ce în prealabil se înmulţeşte cu q.

După stabilirea acestor relaţii generale, exprimăm curenţii i_b, i_c, i_e în funcţie de sarcina din bază.

Neglijînd componentele electronice ale curenţilor de emitor şi colector (5.192) devine

$$i_b = i_e - i_c = \frac{Q_p}{\tau_p} + \frac{dQ_p}{dt}, \tag{5.195}$$

iar în regim staţionar

$$i_b = i_e - i_c = \frac{Q_p}{\tau_p}. \tag{5.196}$$

Punînd în (5.196) $i_e = i_c/\beta_t$ se obţine ($\alpha \simeq 1$)

$$i_c = \frac{\beta_t}{1 - \beta_t} \cdot \frac{Q_p}{\tau_p} = \frac{Q_p}{\tau_c}, \tag{5.197}$$

unde $\tau_c = \tau_p (1 - \beta_t)/\beta_t$ se numeşte constantă de timp a colectorului. Dacă se ia pentru i_c expresia simplificată

$$i_c = \beta_t i_e \simeq \frac{\beta_t q D_B p_{n0} e^{V_e/V_T}}{w} = \beta_t Q_p \frac{2D_B}{w^2} = \frac{\beta_t Q_p}{\tau_D}, \tag{5.198}$$

rezultă

$$\tau_c = \tau_D/\beta_t; \quad \tau_p = \tau_D/(1 - \beta_t). \tag{5.199}$$

Introducînd (5.197) în (5.195) se obţine

$$i_e = \frac{Q_p}{\tau_p} + \frac{Q_p}{\tau_c} + \frac{dQ}{dt}. \tag{5.200}$$

Ecuaţiile (5.195), (5.197), (5.200) constituie sistemul de ecuaţii simplificate (pentru componentele de goluri) ale metodei sarcinii. Trebuie precizat că ecuaţiile ce descriu funcţionarea tranzistorului prin sarcina acumulată în bază sînt valabile numai cînd variaţia lui Q_p se produce lent în comparaţie cu timpul de difuzie τ_D. Cînd constanta de timp a variaţiei lui Q_p este comparabilă sau mai mică decît τ_D, metoda sarcinii poate da erori importante şi se utilizează numai pentru calcule aproximative ale proceselor rapide. Erorile provin din faptul că relaţia (5.197), care exprimă proporţionalitatea dintre curentul de colector şi sarcina Q_p, este riguros adevărată numai cînd distribuţia sarcinii în interiorul bazei este apropiată de starea staţionară, adică constanta de timp a variaţiei lui Q_p este mult mai mare decît τ_D. Pentru regimul variabil, distribuţia golurilor în bază nu este liniară; exemple de variaţie a golurilor sînt arătate în figura 5.37 *a* pentru creşterea lui Q_p, şi în figura 5.37 *b* pentru scăderea lui Q_p.

În [26] se arată că, luînd în consideraţie componenta electronică a curentului de emitor, care are expresia

$$i_{ne} = a_1 Q_p + a_2 Q_p^2, \tag{5.201}$$

unde a_1, a_2 sînt constante, curenţii i_b şi i_e devin (i_c păstrează expresia (5.197))

$$i_b = \frac{dQ_p}{dt} + \left(\frac{1}{\tau_p} + a_1\right) Q_p + a_2 Q_p^2, \tag{5.202}$$

$$i_e = \frac{dQ_p}{dt} + \left(\frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_c} + a_1\right) Q_p + a_2 Q_p^2. \tag{5.203}$$

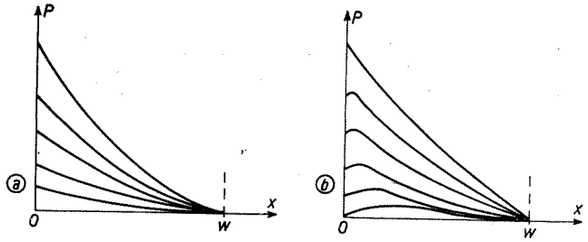


Fig. 5.37

În procesul de comutare al tranzistorului mai intervin capacităţile C_e, C_c, rezistenţa bazei $r_{bb'}$ şi componenta electronică a curentului de colector; neglijînd aceste elemente, deducem expresiile timpilor de comutare

a. *Comutarea directă.* Presupunînd conexiunea *EC* şi variaţia bruscă a curentului de bază (fig. 5.36 *c*), legea de variaţie a sarcinii Q_p şi a curentului de colector se obţin prin integrarea ecuaţiei (5.195); pentru aceasta se utilizează transformata Laplace. Ţinînd cont de condiţia iniţială $Q_p(0) = 0$, aplicînd transformata Laplace se obţine

$$\frac{Q_p(s)}{\tau_p} + sQ_p(s) = \frac{I_{b1}}{s}, \tag{5.204}$$

unde s este operatorul Laplace. Scoatem valoarea lui $Q_p(s)$

$$Q_p(s) = \frac{I_{b1}}{s(s + 1/\tau_p)}, \tag{5.205}$$

şi trecem la original

$$Q_p(t) = \tau_p I_{b1}(1 - e^{-t/\tau_p}). \tag{5.206}$$

Avînp în vedere (5.197) deducem expresia curentului de colector

$$i_c = \frac{\tau_p I_{b1}}{\tau_c}(1 - e^{-t/\tau_p}) = \frac{\beta_i I_{b1}}{1 - \beta_i}(1 - e^{-t/\tau_D(1-\beta_i)}). \tag{5.207}$$

Diagramele mărimilor i_b, $Q_p(t)$ şi i_c sînt prezentate în figura 5.38; se observă că variaţia lui i_c conform relaţiei (5.207), curba *1*, diferă de curba exactă *2* obţinută din relaţia (vezi (5.146) în care facem $\gamma=1$)

$$i_c = \frac{\alpha}{1 - \alpha} i_b = \frac{i_b}{\mathrm{ch}(w\sqrt{1 + j\omega\tau_p/L_B}) - 1}. \tag{5.208}$$

Diferenţa este mare în special pentru $t \leqslant 0{,}3\ \tau_D$ [26], adică în regiunea de „întîrziere", la începutul procesului tranzistoriu unde, deşi există deja o sarcină în bază, curentul de colector este practic zero.

Din (5.207) se poate determina timpul de comutare directă punînd condiţia $i_c(t_r) = 0{,}9\ I_{cM}$, rezultă (considerînd $\gamma = 1$)

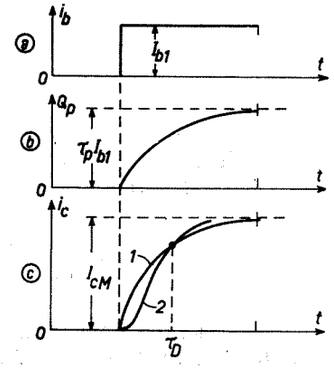


Fig. 5.38

$$t_r = \tau_p \ln \frac{1}{1 - \dfrac{0{,}9\ I_{cM}\ \tau_c}{I_{b1}\ \tau_p}} = \tau_p \ln \frac{1}{1 - \dfrac{0{,}9\ I_{cM}}{\beta I_{b1}}}. \tag{5.209}$$

Considerînd că tranzistorul funcţionează în regim de saturaţie incipientă $I_{b1} = I_{bs}$, avem $\beta I_{b1} = I_{cM}$ şi din (5.223) rezultă $t_r = \tau_p \ln 10 \simeq 2{,}3\ \tau_p$; dacă $I_{b1} > I_{bs}$ timpul de comutare directă se micşorează.

b. *Comutarea inversă.* La terminarea impulsului negativ de tensiune are loc comutarea inversă datorită tensiunii de polarizare; presupunînd că tranzistorul funcţionează la limita de saturaţie $Q_s = 0$, variaţia sarcinii în bază va fi descrisă de ecuaţia (5.195) în care i_b va reprezenta saltul de curent $-I_{b2}$. Ţinînd cont de condiţia iniţială

$$Q_p(0) = Q_1 = I_{b1}\tau_p, \tag{5.210}$$

prin aplicarea transformatei Laplace directe se obţine

$$\frac{Q_p(s)}{\tau_p} + sQ_p(s) - Q_1 = -\frac{I_{b2}}{s}, \tag{5.211}$$

de unde

$$Q_p(s) = \frac{Q_1}{s + 1/\tau_p} - \frac{I_{b2}}{s\,(s + 1/\tau_p)}. \tag{5.212}$$

Trecînd la original obţinem

$$Q_p(t) = Q_1\,e^{-t/\tau_p} - I_{b2}\,\tau_p(1 - e^{-t/\tau_p}) = (I_{b1} + I_{b2})\,\tau_p\,e^{-t/\tau_p} - I_{b2}\tau_p, \tag{5.213}$$

iar curentul de colector are expresia

$$i_c = \frac{(I_{b1}+I_{b2})\,\tau_p\,e^{-t/\tau_p}}{\tau_c} - \frac{I_{b2}\tau_p}{\tau_c}. \tag{5.214}$$

Timpul de comutare inversă se determină din condiţia $i_c(t_d) = 0{,}1\ I_{cM}$; din (5.214) rezultă ($\gamma = 1$)

$$t_d = \tau_p \ln\frac{I_{b1} + I_{b2}}{0{,}1\ I_{cM}\,\tau_c/\tau_p + I_{b2}} = \tau_p \ln\frac{I_{b1} + I_{b2}}{0{,}1\ I_{b1} + I_{b2}}. \tag{5.215}$$

Se pot face unele constatări asupra expresiei (5.215). Pentru micşorarea lui t_d este necesar ca I_{b2} să fie cît mai mare: dacă $I_{b2} \to \infty$, $t_d = 0$; dacă $I_{b2} = I_{b1}$, $t_d = \tau_p \ln 1{,}82 \simeq 0{,}6\ \tau_p$. Cînd curentul $I_{b2} = 0$ atunci $t_d = 2{,}3\ \tau_p = t_r$, relaţie evidentă din punct de vedere fizic. Dacă pentru $I_{b2} = 0$ am pune condiţia evacuării totale a sarcinii Q_1 adică $i_c(t) = 0$, atunci din (5.215) rezultă $t_0 \to \infty$.

c. *Comutarea în cazul saturaţiei profunde.* Dacă curentul de bază depăşeşte valoarea I_{bs} corespunzătoare saturaţiei incipiente, tranzistorul se găseşte în regim de saturaţie profundă şi în bază se înmagazinează (suplimentar faţă de Q_1) sarcina de stocare $Q_s = Q_{se} + Q_{sc}$. Ecuaţiile metodei sarcinii devin (i_c rămîne neschimbat fiind determinat de E_c şi R_s)

$$i_b = \frac{Q_p}{\tau_p} + \frac{Q_s}{\tau_s} + \frac{dQ_p}{dt} + \frac{dQ_s}{dt}, \tag{5.216}$$

$$i_c = \frac{Q_p}{\tau_c}, \tag{5.217}$$

$$i_e = \frac{Q_p}{\tau_p} + \frac{Q_p}{\tau_c} + \frac{Q_s}{\tau_s} + \frac{dQ_p}{dt} + \frac{dQ_s}{dt}, \tag{5.218}$$

unde τ_s se numeşte constantă de timp de stocare; pentru tranzistorii simetrici $\tau_s = \tau_{pN} = \tau_p$, pentru tranzistorii asimetrici (unde $\alpha_N > \alpha_I$ şi $\tau_{pN} > \tau_{pI}$), $\tau_s \simeq \tau_{pI}$ [2].

Procesul de acumulare a sarcinii Q_s este arătată în figura 5.39.

Comutarea directă decurge la fel ca în cazul saturaţiei incipiente; singura diferenţă constă în micşorarea timpului t_r, aşa cum rezultă din (5.209) făcînd $I_{b1} > I_{bs}$. Comutarea inversă decurge diferit întrucît mai întîi trebuie evacuată sarcina Q_s; timpul total de comutare inversă este $t_i = t_s + t_d$ unde t_s reprezintă timpul necesar evacuării lui Q_s. Pentru

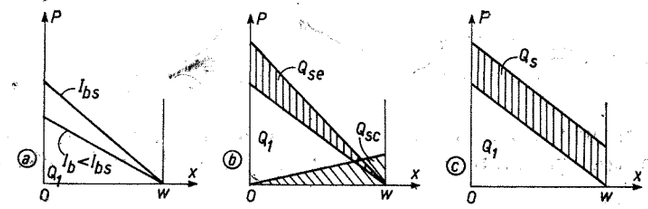


Fig. 5.39

determinarea timpului t_s se pleacă de la ecuaţiile (5.216), (5.217) în care trebuie făcute următoarele precizări: termenul dQ/dt se înlătură întrucît acesta contribuie la determinarea lui t_d; $Q_p/\tau_p = I_{bs}$, rezultă

$$-I_{b2} = I_{bs} + \frac{Q_s}{\tau_s} + \frac{dQ_s}{dt}. \tag{5.219}$$

Aplicăm transformata Laplace directă ţinînd cont de condiţia iniţială

$$Q_s(0) = Q_{s0} = \tau_s\,(I_{b1} - I_{bs}), \tag{5.220}$$

şi presupunînd că toţi curenţii variază în salturi; se obţine

$$\frac{Q_s(s)}{\tau_s} + sQ_s(s) - Q_{s0} + \frac{I_{bs}}{s} = -\frac{I_{b2}}{s}, \tag{5.221}$$

de unde

$$Q_s(s) = \frac{Q_{s0}}{s + 1/\tau_s} - \frac{I_{bs} + I_{b2}}{s\,(s + 1/\tau_s)}. \tag{5.222}$$

Trecînd la original obţinem

$$Q_s(t) = Q_{s0}\,e^{-t/\tau_s} + (I_{bs} + I_{b2})\,\tau_s\,(e^{-t/\tau_s} - 1). \tag{5.223}$$

Sarcina Q_s este evacuată total la $t = t_s$; ţinînd cont de (5.220), din (5.223) rezultă

$$\tau_s (I_{b1} + I_{b2})\, e^{-t_s/\tau_s} - \tau_s (I_{bs} + I_{b2}) = 0, \tag{5.224}$$

de unde

$$t_s = \tau_s \ln \frac{I_{b1} + I_{b2}}{I_{bs} + I_{b2}} = \tau_s \ln \frac{1}{1 - (I_{b1} - I_{bs})/(I_{b1} + I_{b2})}. \tag{5.225}$$

Pentru un tranzistor dat micşorarea lui t_s se poate efectua pe două căi : micşorarea gradului de suprasaturaţie $\gamma_s = (I_{b1} - I_{bs})/I_{b1}$ şi mărirea curentului I_{b2}.

La tranzistorii de înaltă frecvenţă cu τ_D mic se întîlnesc timpii de comutare t_r, t_s, t_d foarte mici, de ordinul zecilor de nanosecunde. Există de asemenea dispozitive speciale de comutare (tranzistorul unijoncţiune, tiristorul etc.), care deşi funcţionează cu curenţi foarte mari au timpii t_r, t_s, t_d relativ mici; o parte din acestea vor fi descrise la sfîrşitul capitolului.

V.7. Tranzistori drift

V.7.1. Structura şi procesele fizice din tranzistorul drift (cu cîmp intern)

Principalul factor care influenţează frecvenţa de tăiere în tranzistorii bipolari clasici (cu concentraţii uniforme ale impurităţilor) este timpul de difuzie al purtătorilor minoritari prin bază; datorită acestui timp, frecvenţa de tăiere în conexiune BC $f_\alpha = 1/2\pi\tau_D$ nu poate depăşi valorile de 100 MHz decît în cazuri speciale. O metodă radicală de mărire a lui f_α este realizarea unei dopări neuniforme a bazei; referindu-ne la o structură PNP, concentraţia donorilor în bază nu mai este uniformă ci variază exponenţial (aproximativ), fiind foarte mare în apropierea emitorului şi relativ mică în apropierea colectorului. În această categorie intră tranzistorii fabricaţi prin microaliere şi difuzie sau prin difuzie dublă. Sînt posibile mai multe profiluri de dopare: concentraţia donorilor descreşte exponenţial între emitor şi colector (fig. 5.40 *a*) formînd o structură $P^+\overset{*}{N}P$, asteriscul marcînd o concentraţie neuniformă; distribuţia exponenţială se realizează numai pe porţiunea bazei de lîngă emitor apoi concentraţia rămîne aproximativ constantă (fig. 5.40 *b*), formînd o structură $P^+\overset{*}{N}{}^+NP$; dacă regiunea bazei de lîngă colector este foarte slab dopată, se poate obţine o structură $P^+\overset{*}{N}IP$ (fig. 5.40 *c*); atunci cînd regiunea de emitor se dopează, de asemenea, prin metoda difuziei se obţine profilul complicat din figura 5.40 *d*.

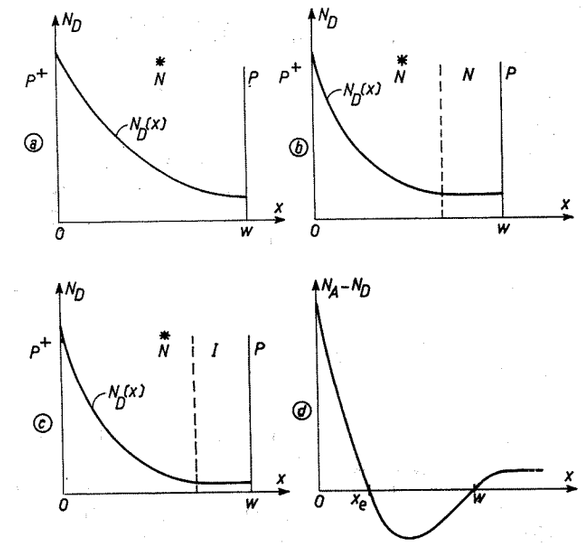


Fig. 5.40

Pentru expunerea principiului de funcţionare şi a teoriei elementare se consideră profilul din figura 5.41 *a* corespunzător unei structuri $P^+\overset{*}{N}P$. Examinînd modelul zonal la echilibru termodinamic (fig. 5.41 *b*) se constată că în regiunea bazei distanţa dintre marginea inferioară a zonei de conducţie şi nivelul Fermi este variabilă, după cum rezultă din condiţia locală de echilibru electric. Aplicînd tranzistorului o polarizare normală (joncţiunea emitor-bază polarizată direct, joncţiunea colector-bază polarizată invers) se obţine modelul zonal din figura 5.41 *c*.

Concentraţia neuniformă a donorilor în bază cauzează o concentraţie neuniformă a purtătorilor mobili, electroni şi goluri; deplasarea electronilor prin difuzie spre colector va da naştere unui curent de difuzie dar întrucît la echilibru termodinamic curentul electronic prin bază este zero,

rezultă că trebuie să existe o componentă de cîmp care să o compenseze pe cea de difuzie. Într-adevăr, prin deplasarea electronilor spre colector, ionii donori creează o sarcină spaţială pozitivă şi astfel ia naştere un cîmp electric intern E_i, îndreptat de la emitor spre colector care are tendinţa de a deplasa electronii în sens invers. Punînd condiţia $j_n = 0$ rezultă

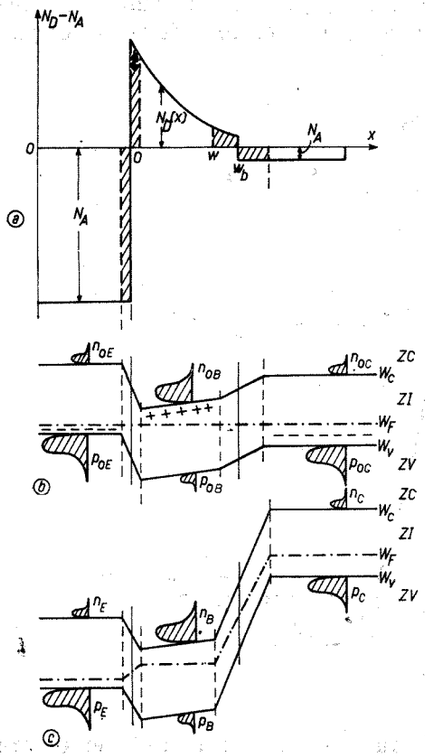


Fig. 5.41

$$qn\mu_n E_i(x) + qD_{nB}\frac{\partial n}{\partial x} = 0, \quad (5.226)$$

de unde

$$E_i(x) = -\frac{V_T}{n}\frac{\partial n}{\partial x}. \quad (5.227)$$

În regiunea bazei se poate pune $n \simeq N_D$ şi $\mathrm{d}n = \mathrm{d}N_D$; integrînd (5.227) se obţine expresia potenţialului intern

$$V_i = -\int_0^w E_i(x)\,\mathrm{d}x = V_T \ln\frac{N_0}{N_D(w)}, \quad (5.228)$$

unde N_0, $N_D(w)$ reprezintă concentraţia donorilor la emitor, respectiv la colector.

În practică se tinde spre realizarea unor profiluri de dopare pentru care E_i este constant; în aceste condiţii se obţine

$$E_i x = -V_T[\ln(N_0/N_D(w)) + \ln C]. \quad (5.229)$$

Avînd în vedere condiţia la limită $N_D(0) = N_0$, $C = 1$ şi din (5.229) se poate deduce legea de distribuţie a donorilor în bază

$$N_D(x) = N_0\, \mathrm{e}^{-E_i x/V_T}. \quad (5.230)$$

Utilizînd ultima relaţie putem explica distanţa liniar variabilă dintre nivelul Fermi şi marginea inferioară a zonei de conducţie; dacă înlocuim în expresia lui δW_N valoarea lui N_D din (5.230) se obţine

$$\delta W_N = kT\ln\frac{N_c}{N_D(x)} = kT\ln\left(\frac{N_c}{N_0}\,\mathrm{e}^{E_i x/V_T}\right) = kT\ln\frac{N_c}{N_0} + qE_i x. \quad (5.231)$$

Distribuţia reală obţinută prin procesul de difuzie este dată de funcţia complementară de eroare $\mathrm{erfc}(z) = 1 - \mathrm{erf}(z)$ unde

$$\mathrm{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^z \mathrm{e}^{-u^2}\,\mathrm{d}u, \quad (5.232)$$

$$z = \frac{x}{2\sqrt{Dt}}, \quad (5.233)$$

D fiind constanta de difuzie a impurităţilor în bază. Avînd în vedere că funcţia complementară de eroare este foarte apropiată de o exponenţială descărcătoare, nu se comite o eroare prea mare considerînd distribuţia impurităţilor de formă exponenţială.

Principalele particularităţi ale tranzistorului drift pot fi rezumate astfel: 1) existenţa cîmpului intern E_i, accelerator pentru golurile ce se deplasează spre colector, micşorează timpul de tranzit prin bază făcînd ca f_α să fie mărit de 3÷4 ori faţă de tranzistorul cu dopare uniformă a bazei avînd acelaşi w; avînd în vedere că prin procesele de difuzie şi microaliere se pot realiza baze foarte subţiri, frecvenţa internă de tăiere f_α va putea lua valori şi mai mari; 2) întrucît baza este slab dopată în apropierea colectorului iar concentraţia creşte exponenţial spre emitor, capacitatea de barieră a colectorului este foarte mică şi are loc o slabă modulaţie a grosimii bazei de către tensiunea de colector (efect Early neînsemnat); de asemenea în limitele grosimii efective, baza este puternic dopată şi are rezistenţa distribuită $r_{bb'}$ de valoare mică. Prin urmare elementele ce influenţează frecvenţa de tăiere au valori mult mai mici decît la tranzistorul cu bază uniform dopată; frecvenţa de tăiere este foarte slab influenţată de tensiunea de colector (exceptînd valorile mici); 3) existenţa cîmpului intern micşorează efectele (recombinarea) de suprafaţă din bază; 4) ca urmare a concentraţiei mari a donorilor în apropierea emitorului, tranzistorul drift prezintă unele neajunsuri. Are loc creşterea capacităţii de barieră a emitorului (capacitatea de difuzie se micşorează de cîteva ori), fapt ce constituie un factor limitant pentru frecvenţa de tăiere. Lărgimea regiunii de trecere emitor-bază devine foarte mică şi joncţiunea se străpunge uşor la tensiuni mai mari de 1÷2 V; din această cauză utilizarea tranzistorilor drift în scheme de impulsuri trebuie făcută cu precauţiile necesare; totuşi avînd în vedere că străpungerea joncţiunii la curent limitat este un proces reversibil, tranzistorii drift se utilizează pe scară largă în schemele de impulsuri (cînd joncţiunea emitor-bază este străpunsă, nu are loc injecţie de purtători minoritari în bază şi tranzistorul rămîne blocat pe circuitul de colector). Deşi micşorarea grosimii bazei şi a timpului de tranzit duce la mărirea factorului de transport, datorită concentraţiei mari a donorilor în bază are loc micşorarea eficienţei emitorului, astfel încît cîştigul de curent în conexiune EC nu depăşeşte 80÷200. Spre deosebire de tranzistori bipolari cu concentraţie uniformă a impurităţilor, unde

cîştigul de curent era determinat în special de factorul de transport ($\gamma \simeq 1$), la tranzistorii drift cîştigul de curent este determinat în special de eficienţa emitorului ($\beta_i \simeq 1$).

V.7.2. Teoria elementară

Aspectele principale ale tranzistorilor drift sînt dezvoltate în lucrările lui Kroemer [30]—[32]; în cadrul acestei teorii se fac următoarele ipoteze simplificatoare: 1) impurităţile donoare variază după o lege exponenţială pe întreaga lărgime a bazei; 2) ca urmare cîmpul intern E_i este constant; 3) timpul de transport al golurilor prin regiunea de trecere a colectorului este mult mai mic decît timpul de tranzit prin bază; 4) se consideră valabile ipotezele simplificatoare din teoria lui Shockley asupra tranzistorilor bipolari cu concentraţii uniforme ale impurităţilor.

Considerînd regimul alternativ de funcţionare, concentraţiile instantanee ale purtătorilor minoritari şi curenţii din tranzistor vor avea o componentă continuă (staţionară) şi una alternativă.

Pentru determinarea concentraţiei instantanee a golurilor din bază se pleacă de la ecuaţia de continuitate

$$\frac{\partial p_B(x,t)}{\partial t} = -\frac{p_B(x,t) - p_n(x)}{\tau_B} - \frac{1}{q}\frac{\partial j_p}{\partial x}, \tag{5.234}$$

unde

$$p_n(x) = \frac{n_i^2}{N_D(x)} = p_n(0)\, e^{E_i x/V_T}, \tag{5.235}$$

reprezintă concentraţia golurilor din bază la echilibru termodinamic (variabilă cu distanţa), iar

$$j_p = q\mu_p E_i p_B(x,t) - qD_B \frac{\partial p_B(x,t)}{\partial x}, \tag{5.236}$$

este curentul de goluri prin bază în prezenţa cîmpului intern E_i. Introducînd (5.235) şi (5.236) în (5.234) se obţine ecuaţia

$$\frac{\partial p_B(x,t)}{\partial t} = -\frac{p_B(x,t) - p_n(0)\, e^{E_i x/V_T}}{\tau_B} - \mu_p E_i \frac{\partial p_B(x,t)}{\partial x} + D_B \frac{\partial^2 p_B(x,t)}{\partial x^2}, \tag{5.237}$$

a cărei soluţie reprezintă concentraţia instantanee a golurilor şi are forma

$$p_B(x,t) = P_B(x) + p_1(x,t) = P_B(x) + p_1(x)\, e^{j\omega t}. \tag{5.238}$$

Introducem soluţia în (5.237) şi separînd termenii corespunzători celor două componente, obţinem

$$\frac{\partial^2 P_B(x)}{\partial x^2} - \frac{E_i}{V_T}\frac{\partial P_B(x)}{\partial x} - \frac{P_B(x) - p_n(0)\, e^{E_i x/V_T}}{L_B^2} = 0, \tag{5.239}$$

$$\frac{\partial^2 p_1(x)}{\partial x^2} - \frac{E_i}{V_T}\frac{\partial p_1(x)}{\partial x} - \frac{p_1(x)[1 + j\omega\tau_B]}{L_B^2} = 0. \tag{5.240}$$

Teoria detaliată a tranzistorului drift cu concentraţia exponenţială a donorilor în bază şi cu concentraţii uniforme ale acceptorilor în emitor şi colector este sistematic şi complet expusă în lucrările [2], [3]; aici ne vom limita la soluţii aproximative care să permită evaluarea performanţelor acestor tranzistori.

În ecuaţia corespunzătoare componentei continue se poate considera $P_B(x) \gg p_n(x)$, rezultă

$$\frac{\partial^2 P_B(x)}{\partial x^2} - \frac{E_i}{V_T}\frac{\partial P_B(x)}{\partial x} - \frac{P_B(x)}{L_B^2} = 0. \tag{5.241}$$

Punînd condiţiile la limită

$$\left.\begin{aligned} P_B(0) &= p_n(0)\, e^{V_E/V_T} = P_E, \\ P_B(w) &= p_n(0)\, e^{V_C/V_T} = 0, \end{aligned}\right\} \tag{5.242}$$

se obţine soluţia

$$P_B(x) = p_n(0)\, e^{V_E/V_T} \cdot e^{E_i x/2V_T} \frac{\operatorname{sh}[(w-x)/L_0]}{\operatorname{sh}(w/L_0)}, \tag{5.243}$$

unde s-a notat

$$\frac{1}{L_0^2} = \frac{1}{L_B^2} + \frac{1}{L_T^2}; \qquad L_T = \frac{2V_T}{E_i}. \tag{5.244}$$

Reprezentarea grafică a relației (5.243) arată că distribuția golurilor în bază (în regim staționar) la tranzistorul drift (fig. 5.42, curba *1*) diferă total față de tranzistorii obișnuiți (curba *2*): concentrația golurilor este practic constantă pe cea mai mare porțiune a bazei, fiind egală cu numărul golurilor injectate de la emitor; în apropierea colectorului concentrația golurilor scade după o lege apropiată de cea întîlnită la tranzistorii obișnuiți. În porțiunea unde $P_B(x)$ este constant transportul de goluri (curentul) este datorat exclusiv cîmpului intern E_i; numai în porțiunea din apropierea colectorului, unde există un gradient de concentrație însemnat, transportul de goluri este datorat fenomenului de difuzie.

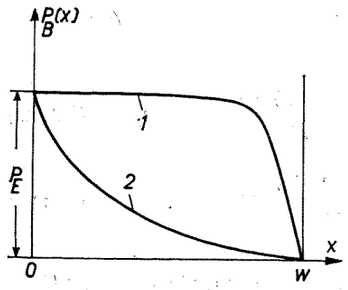


Fig. 5.42

Soluția ecuației corespunzătoare componentei alternative este de forma

$$p_1(x) = A_1 e^{r_1 x} + B_1 e^{r_2 x}, \quad (5.245$$

unde

$$r_{1,2} = \frac{1}{L_T} \pm \sqrt{\frac{1}{L_B'^2} + \frac{1}{L_T^2}} = \frac{1}{L_T'} \pm \frac{1}{L}, \quad (5.246)$$

reprezintă soluția ecuației caracteristice; $L_B' = L_B/\sqrt{1 + j\omega\tau_B}$. Punînd condițiile la limită

$$p_1(0) = P_E \frac{V_e}{V_T} = p_e; \quad p_1(w) = 0, \quad (5.247)$$

rezultă

$$p_1(x) = \frac{V_e}{V_T} p_n(0)\, e^{V_E/V_T} \cdot e^{E_i x/2V_T} \frac{\operatorname{sh}[(w-x)/L]}{\operatorname{sh}(w/L)}. \quad (5.248)$$

Curentul total de goluri care circulă prin joncțiunea emitor-bază este ($S = 1$)

$$i_{pE} = \left[q p_B(x, t)\, \mu_p E_i - q D_B \frac{\partial p_B(x, t)}{\partial x} \right]_{x=0}. \quad (5.249)$$

Componenta continuă se obține plecînd de la (5.243)

$$I_{pE} = q P_E \mu_p E_i - q P_E D_B \left[\frac{E_i}{2V_T} - \frac{1}{L_0} \operatorname{cth}(w/L_0) \right] =$$

$$= q P_E D_B \left[\frac{E_i}{2V_T} + \frac{1}{L_0} \operatorname{cth}(w/L_0) \right]. \quad (5.250)$$

Avînd în vedere că $L_B \gg L_T$ și $L_0 \simeq L_T$ ultima relație se poate pune sub forma

$$I_{pE} = q \frac{P_E D_B}{w} \frac{w}{L_T} (1 + \operatorname{cth}(w/L_T)) = I'_{pE} \frac{w}{L_T} (1 + \operatorname{cth}(w/L_T)), \quad (5.251)$$

unde I'_{pE} reprezintă curentul de goluri din tranzistorul obișnuit. Pentru cîmpuri interne mari ($E_i > 20$ KV/m) avem $w/2L_T = k_0 > 1$ și (5.251) se poate aproxima

$$I_{pE} = I'_{pE} k_0. \quad (5.252)$$

Luînd expresia aproximativă a curentului de electroni se obține eficiența emitorului

$$\gamma_0 = \frac{I_{pE}}{I_E} = \frac{1}{1 + \dfrac{D_E n_e}{D_B p_n(0)} \dfrac{w}{L_E} \dfrac{1}{k_0}}. \quad (5.253)$$

Deși k_0 este supraunitar, datorită faptului că $p_n(0)$ este mult mai mic la decît tranzistorul cu concentrații uniforme ale impurităților, γ_0 este mai mic la tranzistorul drift.

Componenta alternativă a curentului de goluri are expresia

$$i_{pe} = q p_e D_B \left[\frac{E_i}{2V_T} + \frac{1}{L} \operatorname{cth}(w/L) \right] e^{j\omega t}, \quad (5.254)$$

fiind o mărime complexă, întrucît L este complex (5.246).

Curentul total de goluri care circulă prin joncțiunea colector-bază este dat de relația

$$i_{pC} = \left[q p_B(x, t)\, \mu_p E_i - q D_B \frac{\partial p_B(x, t)}{\partial x} \right]_{x=w}. \quad (5.255)$$

Pentru componenta continuă obținem

$$I_{pC} = \left[- q D_B \frac{\partial P_B(x)}{\partial x} \right]_{x=w} = \frac{q D_B P_E}{L_0} \frac{e^{E_i w/2V_T}}{\operatorname{sh}(w/L_0)} \simeq I'_{pE} e^{E_i w/2V_T}, \quad (5.256)$$

iar pentru componenta alternativă

$$i_{pC} = \left[- q D_B \frac{\partial p_1(x, t)}{\partial x} \right]_{x=w} = \left[q D_B p_e \frac{e^{E_i w/2V_T}}{\operatorname{sh}(w/L)} \right] e^{j\omega t}. \quad (5.257)$$

Din relaţiile (5.250), (5.254), (5.256) şi (5.257) constatăm că la emitor predomină componenta de drift (cîmp) a curentului, pe cînd la colector predomină componenta de difuzie.

Datorită faptului că golurile au, pe lîngă viteza de difuzie şi o viteză de drift v_{dr}, vor parcurge baza într-un interval de timp mai mic; notînd acest timp rezultant cu τ_α şi avînd în vedere că în acest interval golurile parcurg prin difuzie spaţiul $(2D_B \tau'_\alpha)^{1/2}$ putem scrie

$$v_{dr}\,\tau_\alpha + (2D_B\,\tau_\alpha)^{1/2} = w. \tag{5.258}$$

Împărţind cu w şi ţinînd cont că $v_{dr}/w = 1/\tau_{dr}$ obţinem

$$\frac{\tau_\alpha}{\tau_{dr}} + \left(\frac{\tau_\alpha}{\tau_D}\right)^{1/2} = 1; \tag{5.259}$$

dacă notăm $\eta = \tau_D/\tau_{dr}$ din ultima relaţie scoatem

$$\tau_\alpha = \tau_D\,\frac{2\eta + 1 - (4\eta+1)^{1/2}}{2\eta^2}. \tag{5.260}$$

Pentru a micşora pe τ_α este necesar să se ia η cît mai mare adică cîmpuri interne E_i mari ($\tau_{dr} = w/\mu_p E_i$); se constată teoretic şi experimental că valori $\eta > 3$ nu sînt raţionale.

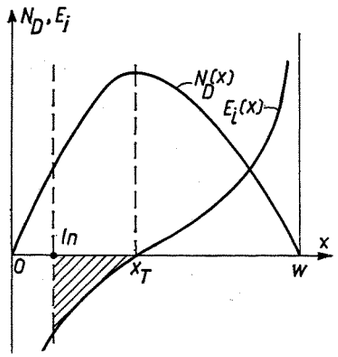


Fig. 5.43

Schemele echivalente şi caracteristicile statice ale tranzistorilor drift au, în general, aceeaşi formă ca pentru tranzistorii bipolari cu concentraţii uniforme ale impurităţilor.

V.7.3. Particularităţi de funcţionare cînd în bază există şi un cîmp frînant pentru goluri

La tranzistorii drift fabricaţi prin difuzie dublă, concentraţia rezultantă a impurităţilor în dază are un profil complicat (fig. 5.40 *d*), apărînd lîngă emitor o porţiune de cîmp intern frînant pentru purtătorii minoritari. Variaţia concentraţiei rezultante şi a cîmpului intern sînt arătate în figura 5.43; putem considera într-o primă aproximaţie că E_i variază după o lege apropiată de a tangentei [33]. Polarizînd direct joncţiunea emitor-bază, concentraţia golurilor la suprafaţa de separaţie dintre regiunea de trecere şi bază este

$$p_{nB} = p_n(0)\,e^{(V_E+V_f)/V_T} = P_E\,e^{V_f/V_T}, \tag{5.261}$$

unde V_f reprezintă tensiunea frînantă pe intervalul $l_n \div x_T$

$$V_f = -\int_{l_n}^{x_T} E_i(x)\,dx. \tag{5.262}$$

Dacă în porţiunea de cîmp frînant profilul concentraţiei rezultante poate fi aproximat prin

$$N_D(x) = A_1 x^{a_1}, \tag{5.263}$$

unde A_1, a_1 sînt constante pentru tranzistorul dat, atunci (5.262) devine

$$V_f = -a_1 V_T \ln(x_T/l_n), \tag{5.264}$$

iar

$$p_{nB} = P_E\,\frac{l_n}{x_T}. \tag{5.265}$$

Rezolvînd ecuaţia de continuitate pentru golurile în exces se obţine

$$P_B(x) = p_{nB}\,\frac{\operatorname{sh}[(w-x)/L_B]}{\operatorname{sh}(w/L_B)}. \tag{5.266}$$

În punctul $x = x_T$ concentraţia golurilor va fi ($w/L_B \ll 1$)

$$P_B(x_T) = P_E\left(\frac{l_n}{x_T}\right)^{a_1}\left(1 - \frac{x_T}{w}\right), \tag{5.267}$$

relaţie ce constituie o condiţie la limită pentru porţiunea de bază cu cîmp accelerator; în această porţiune profilul concentraţie se aproximează prin

$$N_D(x) = A_2 Y^{a_2}, \tag{5.268}$$

unde $Y = y/L_B$, A_2 şi a_2 sînt constante iar $y = w - x$.

Ecuaţia de continuitate a golurilor se aduce la forma [33] (ecuaţie de tip Bessel)

$$\frac{d^2P_B}{dY^2} + \frac{a_2}{Y}\,\frac{dP_B}{dY} - P_B\left(1 + \frac{a_2}{Y^2}\right) = 0, \tag{5.269}$$

prin rezolvarea căreia se pot calcula curenţii şi coeficienţii tranzistorului. Deosebit de importantă este determinarea timpului de tranzit; dintre

metodele existente mai adecvată pare a fi metoda sarcinii expusă în [34]; pentru porțiunea de cîmp frînant

$$\tau_{\alpha_1} = \frac{x_T^2}{2\widetilde{D}_{B_1}} \frac{3 - a_1}{1 - a_1^2}, \tag{5.270}$$

iar pentru porțiunea de cîmp accelerator

$$\tau_{\alpha_2} = \frac{(w - x_T)^2}{2\widetilde{D}_{B_2}} \frac{1}{4a_2}, \tag{5.271}$$

unde [34]:

$$a_1 = \frac{x_T}{x_T - \dfrac{l_1^2}{2N_T}\left(\dfrac{\partial N_E}{\partial x}\right)_{x=0}} - 1, \tag{5.272}$$

$$a_2 = \frac{w - x_T}{x_T - \dfrac{l_2^2}{2N_T}\left(\dfrac{\partial N_B}{\partial x}\right)_{x=w}} - 1, \tag{5.273}$$

$$l_1 = 2\,(D_1 t_E)^{1/2}; \quad l_2 = 2\,(D_2 t_B)^{1/2}. \tag{5.274}$$

În aceste relații $N_T = N_D(x_T)$, D_1, D_2 sînt constantele de difuzie ale impurităților în emitor și bază; $\widetilde{D}_{B_1}$, $\widetilde{D}_{B_2}$ sînt valorile medii ale constantelor de difuzie a golurilor în regiunea de cîmp frînant, respectiv regiunea de cîmp accelerator.

Datorită cîmpului frînant pe porțiunea $l_n \div x_T$, timpul de tranzit crește, constituind un factor limitant pentru frecvența de tăiere.

V.7.4. Considerații asupra tehnologiei de fabricație a tranzistorilor drift

Există mai multe tipuri de tranzistori drift care diferă prin procedeele tehnologice utilizate la fabricarea lor.

a. *Tranzistori fabricați prin difuzie și microaliere* (*MADT*). Materialul de bază este constituit dintr-o plăcuță de Ge de tip P de rezistivitate foarte mare, practic un semiconductor intrinsec, în care prin difuzie se introduc impurități donoare, a căror concentrație variază cu distanța după o exponențială descrescătoare (exact, conform funcției erfc(z)); se formează astfel baza de tip N. Pentru realizarea emitorului și colectorului se practică nișe în plăcuța inițială: nișa unde se va depune emitorul

se amplasează pe partea cu concentrație mare a donorilor iar adîncimea ei este relativ mică; nișa pentru colector se amplasează pe partea cu concentrație mică iar adîncimea ei este mare. În nișe se introduc elemente acceptoare. (In pentru colector, Ga pentru emitor) care pătrunde în rețeaua de Ge datorită ridicării temperaturii (microaliere); adîncimea de pătrundere este mică de 10^{-5} cm.

b. *Tranzistori MESA*. Tehnologia MESA permite fabricarea concomitentă a unei șarje mari de tranzistori. Pe o placă de Ge (Si) de tip P, subțiată pe cale chimică pînă la 80 μm se realizează prin difuzie o regiune de tip N avînd grosimea 2 ÷ 3 μm; se depune o primă mască dintr-un strat subțire de ceramică, prin orificiile căreia se depun prin evaporare scurte benzi de Al ce vor forma regiuni de emitor; apoi cu ajutorul unei alte măști, deplasate față de prima mască, se obturează porțiunile cu benzile de Al și se depun tot prin evaporare benzi din aliaj AuSn. Apoi placa se introduce într-un cuptor vidat unde prin topire benzile metalice se aliază cu regiunea N formînd emitorul (Al) și contactul ohmic al bazei (AuSn). Porțiunile unde sînt amplasate emitorul și contactul bazei se maschează cu un strat de ceară și întreaga placă se tratează chimic, adică se îndepărtează stratul N și o parte din regiunea colectorului, pe placa inițială rămînînd proeminențe

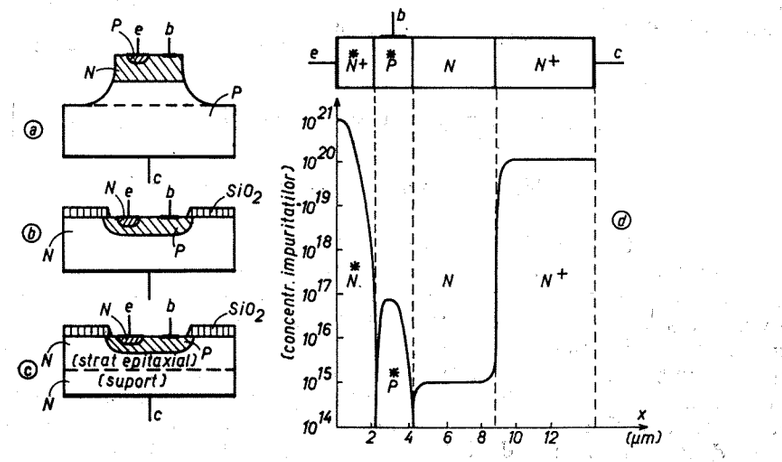


Fig. 5.44

circulare (mesa), care împreună cu placa suport formează tranzistori distincți (fig. 5.44*a*). Urmează tăierea în elemente separate și fixarea electrozilor: pentru emitor și bază prin comprimare termică iar pentru colector se fixează un strat din AuMo.

c. *Tranzistori PLANAR*. Tehnologia planar poate realiza geometrii foarte precise întrucît utilizează difuzia dublă și în toate etapele de fabri-

care suprafeţele sînt protejate cu straturi subţiri de oxizi (SiO_2). Pe o plăcuţă de Si de tip N cu rezistivitatea foarte mare se formează un strat protector de bioxid de Si avînd grosimea de 1 μm în care se practică un orificiu (fereastră); prin această fereastră se difuzează o impuritate acceptoare (bohr) formînd baza. Urmează reoxidarea ferestrei iniţiale şi practicarea unor ferestre mai mici prin care se realizează regiunea de emitor tot prin difuzie; în final se depun contactele de emitor şi de bază (fig. 5.44*b*) şi se acoperă cu strat protector de SiO_2 întreaga suprafaţă a dispozitivului. În felul acesta curenţii inverşi I_{C0} şi I_{E0} sînt foarte mici, 10^{-9} A, iar cîştigul de curent nu este influenţat de nivelul de injecţie.

Tranzistorii mesa şi planar avînd regiunea de colector foarte slab dopată prezintă unele inconveniente la funcţionarea în regim de comutare: rezistenţă mare de saturaţie, multiplicarea în avalanşă a purtătorilor în regiunea de colector, un început de efect tiristor. Aceste neajunsuri sînt înlăturate prin utilizarea epitaxei.

d. *Tranzistori MESA şi PLANAR epitaxiali.* În cadrul acestei tehnologii se pleacă de la o plăcuţă de Si de tip N foarte puternic dopată (fig. 5.44*c*), peste care se realizează prin creştere epitaxială un strat N slab dopat. Urmează apoi procedeul planar obişnuit obţinîndu-se o structură $\overset{*}{N}{}^{+}\overset{*}{P}NN^{+}$, avînd profilul din figura 5.45*d*; în starea de saturaţie rezistenţa din circuitul colectorului este foarte mică.

V.8. Tranzistori unijoncţiune (UJT)

V.8.1. Construcţie, funcţionare

Tranzistorii unijoncţiune (*Uni*junction *T*ransistor, UJT) constituie o categorie aparte de tranzistori bipolari care au o singură joncţiune iar caracteristicile de intrare prezintă o porţiune de rezistenţă negativă; se utilizează în schemele regenerative de impulsuri mono, bi şi astabile unde prezintă avantaje în ceea ce priveşte simplitatea schemei (conţine un singur tranzistor) şi timpul de comutare. Constructiv tranzistorul UJT reprezintă o diodă cu două baze (fig. 5.45*a*); este constituit dintr-o bară de Si de tip N avînd rezistivitatea $\rho \simeq 100\ \Omega$ cm, pe care se realizează prin difuzie o regiune de tip P, emitorul, şi la capetele căreia se depun contactele ohmice b_1, b_2, numite baze.

La această construcţie s-a ajuns după ce Shockley şi colab. [35] a descris un tranzistor „filamentar" iar Lesk şi Mathias [36] au realizat „dioda cu două baze"; ulterior au fost propuse construcţii perfecţionate utilizîndu-se tehnologia planar şi planar-epitaxială [37], [38].

Funcţionarea se bazează pe modularea conductivităţii dintre emitor şi baza *1* de către tensiunea aplicată pe emitor. Presupunem că între cele două baze este aplicată tensiunea V_{BB} iar la nivelul contactului de emitor

potenţialul locului este ηV_{BB} unde $\eta = R_1/(R_1 + R_2)$; R_1, R_2 sînt rezistenţele barei de Si pe porţiunile l_1, l_2. Atît timp cît $V_E \leqslant \eta V_{BB}$, joncţiunea emitor-bază este polarizată invers şi prin circuitul de intrare circulă un curent invers (fig. 5.46 *a*); în momentul cînd $V_E > \eta V_{BB}$, joncţiunea emitor-bază *1* se polarizează direct şi o mare cantitate de goluri sînt injectate din emitor în bara de Si. Aceste goluri se deplasează spre baza *1* sub influenţa

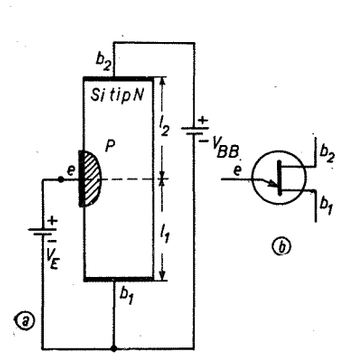


Fig. 5.45

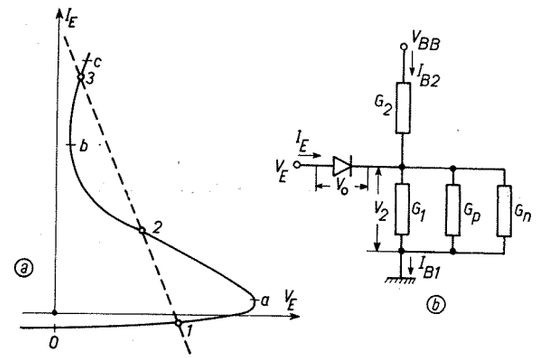


Fig. 5.46

cîmpului electric astfel în această regiune are loc creşterea conductivităţii barei pe măsura creşterii curentului I_E; datorată creşterii conductivităţii tensiunea între emitor şi baza *1* scade, astfel pe caracteristica de intrare va exista o porţiune de rezistenţă negativă ($a \div b$); urmează apoi regiunea de saturaţie ($b \div c$) unde curentul este limitat numai de rezistenţa ohmică de volum pe porţiunea l_1, precum şi de recombinările de suprafaţă şi de volum.

Pe caracteristica statică distindem prin urmare două puncte importante, *a* şi *b*, numite punct de vîrf, respectiv de vale; pentru determinarea coordonatelor acestor puncte se pleacă de la schema echivalentă simplificată (fig. 5.46*b*) a tranzistorului cînd joncţiunea de intrare este polarizată direct. Din această schemă rezultă

$$I_{B2} = (V_{BB} - V_2)\, G_2, \tag{5.275}$$

$$I_E + I_{B2} = V_2 (G_1 + G_p + G_n), \tag{5.276}$$

unde $G_2 = 1/R_2$, $G_1 = 1/R_1$; G_p şi G_n sînt conductanţe corespunzătoare deplasării golurilor şi electronilor în spaţiul emitor-bază *1* ca urmare a polarizării directe a joncţiunii de intrare.

Ţinînd cont de relaţiile evidente

$$\frac{G_n}{G_p} = \frac{\mu_n}{\mu_p}; \quad \frac{V_2 G_p}{I_E} = \gamma_0, \tag{5.277}$$

din (5.275) şi (5.276) scoatem valoarea lui V_2

$$V_2 = \eta V_{BB} - \gamma_0 I_E \left(1 + \frac{\mu_n}{\mu_p} - \frac{1}{\gamma_0}\right) \frac{R_1 R_2}{R_{BB}}, \tag{5.278}$$

unde $R_{BB} = R_1 + R_2$.

Tensiunea V_E este dată de suma tensiunilor V_2 şi V_0 unde V_0 este căderea de tensiune pe diodă avînd expresia

$$V_0 = V_T \ln (I_E/I_S), \tag{5.279}$$

prin urmare

$$V_E = \eta V_{BB} - \gamma_0 I_E \left(1 + \frac{\mu_n}{\mu_p} - \frac{1}{\gamma_0}\right) \frac{R_1 R_2}{R_{BB}} + V_T \ln \frac{I_E}{I_S}. \tag{5.280}$$

Pentru determinarea coordonatelor punctului de vîrf a punem condiţia $dV_E/dI_E = 0$; din ultima relaţie rezultă

$$I_p \simeq \frac{V_T R_{BB}}{\gamma_0 \left(1 + \frac{\mu_n}{\mu_p} - \frac{1}{\gamma_0}\right) R_1 R_2}, \tag{5.281}$$

$$V_p \simeq \eta V_{BB} + V_T \ln (I_E/I_S). \tag{5.282}$$

Se observă că pentru micşorarea lui I_p trebuie să se utilizeze bare de mare rezistivitate; în aceste condiţii (I_p mic) $V_p \simeq \eta V_{BB}$ rămînînd aproximativ constant în funcţie de temperatură.

Pentru determinarea coordonatelor punctului de vale b se poate pune condiţia $V_2 \simeq 0$ şi din (5.278) rezultă

$$I_v \simeq \frac{V_{BB}}{\gamma_0 \left(1 + \frac{\mu_n}{\mu_p} - \frac{1}{\gamma_0}\right) R_2}. \tag{5.283}$$

Fiind dat că tranzistorul unijoncţiune se utilizează în regim de comutare, distingem o frecvenţă de tăiere f_τ; considerînd că în intervalul l_1 există

un cîmp suficient de intens, timpul de tranzit al purtătorilor minoritari depinde numai de componenta de drift

$$\tau_{dr} = \frac{l_1}{\mu_p E} \simeq \frac{l_1^2}{\mu_p V_E}, \tag{5.284}$$

iar $f_\tau = 1/2\pi\tau_{dr}$ (γ_0 prezintă o scădere pronunţată cînd I_E creşte). La tranzistorii UJT are loc variaţia rezistenţei interbaze cu temperatura şi tensiunea V_{BB}; dependenţa de temperatură este mai pronunţată în intervalul 220÷420°K, unde se constată creşterea lui R_{BB} datorită micşorării mobilităţilor; dependenţa de V_{BB} este mai slabă în intervalul de valori obişnuite $V_{BB} \leqslant 40$ V, la tensiuni mai mari rezistenţa interbaze creşte cu V_{BB}.

V.8.2. Caracteristici statice şi scheme echivalente

Deosebim două familii de caracteristici statice: a) familia de caracteristici de intrare $I_E = f(V_E)$ cu V_{BB} parametru (fig. 5.47*a*) arată că dacă $I_{B2} = 0$ caracteristica este asemănătoare cu a unei diode obişnuite; aceste caracteristici sînt foarte stabile în funcţie de temperatură (odată cu creşterea temperaturii are loc o uşoară creştere a pantei regiunii de rezistenţă negativă); b) familia de caracteristici interbaze (de ieşire) $I_{B2} = f(V_{BB})$ cu I_E parametru (fig. 5.47 *b*).

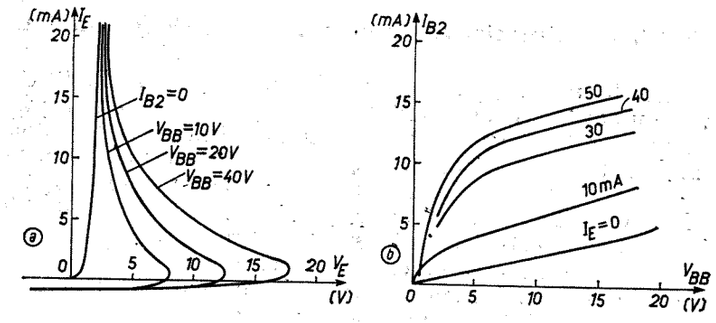


Fig. 5.47

Pentru analiza circuitelor cu tranzistori unijoncţiune se utilizează scheme echivalente în curent alternativ: avînd în vedere neliniaritatea puternică a caracteristicii de intrare, pentru fiecare porţiune va exista o schemă echivalentă distinctă (fig. 5.48). Cînd joncţiunea de intrare este polarizată invers lărgimea regiunii de trecere modulează aria efectivă a

barei semiconductoare, deci comandă curentul în circuitul de ieşire; schema echivalentă pentru acest regim este arătată în figura 5.48*a* unde r_j, r_{b1}, r_{b2} reprezintă rezistenţele diferenţiale ale joncţiunii polarizată invers, respectiv a porţiunilor l_1, l_2 din bară. Dacă joncţiunea de intrare este polarizată direct şi punctul de funcţionare se află pe porţiunea de rezistenţă negativă a caracteristicii, schema echivalentă este cea arătată în figura

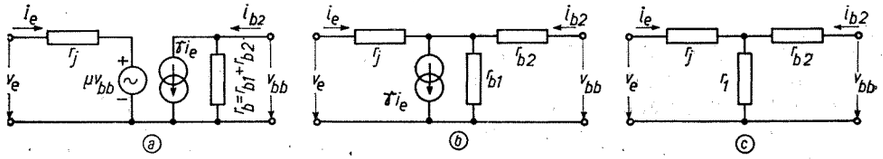


Fig. 5.48

5.48*b* unde r_j este rezistenţa diferenţială a joncţiunii polarizată direct. În cazul saturaţiei puternice curentul i_{b2} nu mai este influenţat de curentul de intrare şi schema echivalentă se simplifică ca în figura 5.48*c*, unde r_1 include rezistenţa barei propriu-zise şi pe cea datorată purtătorilor injectaţi.

V.9. Tiristori (dispozitive semiconductoare cu patru regiuni – PNPN)

V.9.1. Construcţie, funcţionare, caracteristică statică

Structurile formate din patru regiuni (trei joncţiuni) constituie dispozitive cu două stări de echilibru stabil: prima stare este caracterizată prin tensiune înaltă şi curenţi mici (conductivitate mică), a doua stare este caracterizată prin tensiuni mici şi curenţi mari (conductivitate mare). Comutarea dintr-o stare în alta este determinată de existenţa reacţiei interne pozitive a cărei valoare depinde de construcţia dispozitivului şi de regimul de funcţionare. În practică dispozitivul cu patru regiuni se utilizează pe scară largă la comutarea curenţilor de mare intensitate; datorită faptului că în cele două stări stabile consumul de putere este foarte mic şi că pentru comandă sînt necesare, de asemenea puteri foarte mici, aceste dispozitive se utilizează cu precădere în instalaţiile de foarte mare putere. Cea mai largă răspîndire au căpătat-o dispozitivele cu trei borne, care sînt cunoscute sub denumirea de redresor cu semiconductori comandat (Semiconductor-Controlled Rectifier, SCR) sau tiristor; ultima denumire provine de la analogia funcţională cu tiratronul (thyratron-tranzistor = thyristor). Dispozitivele PNPN cu două borne se numesc diode Shockley şi au principiul de funcţionare similar cu al tiristorului. Ideea construcţiei comutatorului de curent sub forma unei structuri PNPN este expusă în

cartea lui Shockley [39] iar descrierea construcţiei şi a principiului de funcţionare sînt date în lucrările [40], [41] şi în monografiile [42], [8].

Există mai multe variante constructive de tiristori care diferă prin geometria (dimensiunile) regiunilor şi a joncţiunilor, prin rezistivitatea materialului şi profilul concentraţiei impurităţilor, amplasarea şi forma electrozilor etc. În figura 5.49*a* este arătată construcţia unui tiristor tipic; dacă se înlătură electrodul de comandă G se obţine o diodă Shockley iar dacă se mai adaugă un electrod de comandă G_2 dispus pe regiunea N_1 se obţine un dispozitiv PNPN generalizat. Profilul de dozare arătat în

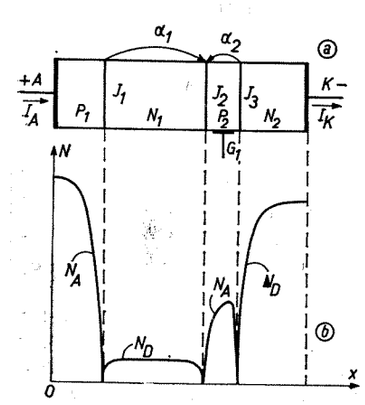


Fig. 5.49

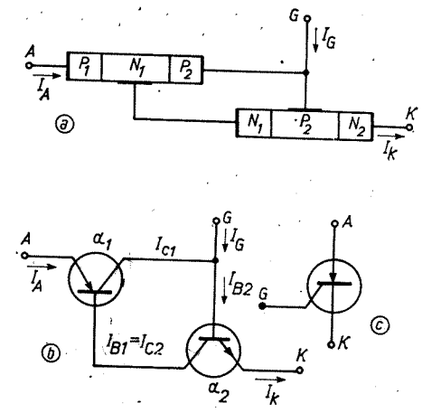


Fig. 5.50

figura 5.49*b* se realizează astfel: pe o plăcuţă de Si tip N de mare rezistivitate (care va constitui regiunea N_1) se difuzează impurităţi acceptoare, de exemplu Ga, de ambele părţi, formîndu-se o structură $P_1N_1P_2$; apoi tot prin difuzie (acoperind regiunile P_1, N_1 cu un strat de SiO_2) sau prin aliere se realizează regiunea N_2. În unele cazuri peste regiunea P_1 se depune un strat subţire de Al obţinîndu-se în final o structură P^+P_1; electrodul conectat la regiunea P_1 se numeşte anod iar electrodul conectat la regiunea N_2 se numeşte catod.

Referindu-ne la procesele fizice din tiristor vom observa că structura $P_1N_1P_2N_2$ este echivalentă cu doi tranzistori, primul $P_1N_1P_2$ are cîştigul de curent α_1, al doilea $N_2P_2N_1$ are cîştigul de curent α_2; prin urmare joncţiunea J_2 constituie joncţiunea colector-bază concomitent pentru ambii tranzistori. Pornind de la modelul tiristorului sub forma a doi tranzistori complementari (fig. 5.50*a*) poate fi expus în mod simplificat principiul de funcţionare al acestui dispozitiv [40]. Din figură se observă că baza tranzistorului T_1 ($P_1N_1P_2$) este conectată cu colectorul tranzistorului T_2 ($N_2P_2N_1$) iar baza tranzistorului T_2 este conectată cu colectorul tranzistorului T_1; notaţia simbolică a tiristorului este arătată în figura 5.50*c*.

Ca urmare, în funcționarea tiristorului poate avea loc un proces regenerativ de comutare cînd bucla de reacție pozitivă are cîștigul total mai mare decît unitatea. Pentru schema din figura 5.50*b* putem scrie relațiile evidente

$$I_{B1} = (1 - \alpha_1) I_A - I_{C01}, \tag{5.285}$$

$$I_{C2} = \alpha_2 I_K + I_{C02}. \tag{5.286}$$

Ținînd cont că $I_{B1} = I_{C2}$ și $I_K = I_A + I_G$ din ultimele două expresii rezultă

$$I_A = \frac{\alpha_2 I_G + I_0}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}, \tag{5.287}$$

unde $I_0 = I_{C01} + I_{C02}$; relația (5.287) poate servi pentru determinarea caracteristicilor statice. Tot din această relație se poate deduce condiția de comutare : atît timp cît α_1 și α_2 sînt mici, curentul I_A este mic și tiristorul se află în starea de blocare (conductivitate mică); cînd coeficienții α_1, α_2 cresc astfel încît $\alpha_1 + \alpha_2 \geqslant 1$ curentul I_A ia valori foarte mari, adică tiristorul comută în starea de conducție (conductivitate mare). Rezultă de aici faptul foarte important pentru construcția și funcționarea tiristorului anume că α_1, α_2 trebuie să fie mărimi variabile ale căror valori să poată fi controlate cu ajutorul diferiților factori : curentul din dispozitiv, tensiunea aplicată, curentul din electrodul de comandă, factorii de recombinare și generare etc.

Comutarea tiristorului poate surveni în urma unor variații ale curentului I_G; pentru aceasta ne vom referi pe scurt la procesele ce au loc în tiristor în urma acestor mici variații, adică luăm în considerație coeficienții de curent pentru semnale mici $\tilde{\alpha}_1$, $\tilde{\alpha}_2$ [45], [46]; acești coeficienți diferă de coeficienții de curent continuu care depind neliniar de valoarea curentului prin dispozitiv. Prin definiție

$$\tilde{\alpha}_1 = \frac{\partial I_C}{\partial I_A} = \lim_{\Delta I_A \to 0} \frac{\Delta I_C}{\Delta I_A}, \tag{5.288}$$

$$\tilde{\alpha}_2 = \frac{\partial I_C}{\partial I_K} = \lim_{\Delta I_K \to 0} \frac{\Delta I_C}{\Delta I_K}. \tag{5.289}$$

În urma variației curentului I_G cu cantitatea ΔI_G curenții I_A și I_K vor prezenta de asemenea variațiile ΔI_A, ΔI_K iar

$$\Delta I_K = \Delta I_A + \Delta I_G. \tag{5.290}$$

Variația curentului de colector prin joncțiunea J_2 va reprezenta suma variațiilor curentului de goluri de la tranzistorul T_1 și a curentului de electroni de la tranzistorul T_2 deci

$$\Delta I_C = \frac{\partial I_C}{\partial I_A} \Delta I_A + \frac{\partial I_C}{\partial I_K} \Delta I_K = \tilde{\alpha}_1 \Delta I_A + \tilde{\alpha}_2 \Delta I_K. \tag{5.291}$$

Însă din construcția tiristorului observăm că variația curentului prin joncțiunea J_2 este egală cu variația curentului anodic, $\Delta I_C = \Delta I_A$; ținînd cont de această egalitate din ultimele două relații scoatem

$$\frac{\Delta I_A}{\Delta I_G} = \frac{\tilde{\alpha}_2}{1 - (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2)}. \tag{5.292}$$

Plecînd de la relația evidentă pentru tranzistorul T_1

$$I_C = \alpha_1 I_A + I_{C01}, \tag{5.293}$$

prin diferențiere se poate obține legătura între $\tilde{\alpha}_1$ și α_1

$$\tilde{\alpha}_1 = \frac{\partial I_C}{\partial I_A} = \alpha_1 + I_A \frac{\partial \alpha_1}{\partial I_A}. \tag{5.294}$$

Analog pentru tranzistorul T_2 avem

$$\tilde{\alpha}_2 = \alpha_2 + I_K \frac{\partial \alpha_2}{\partial I_K}. \tag{5.295}$$

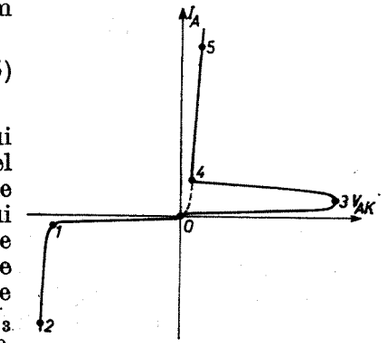


Fig. 5.51

Caracteristica statică a tiristorului (fig. 5.51) poate fi explicată făcînd apel la modelul zonal (fig. 5.52). Punctul 0 de pe caracteristică corespunde echilibrului termodinamic (fig. 5.52 *a*), cînd nu este aplicată tensiunea externă și curentul este zero. Aplicînd o tensiune inversă („—" pe anod și „+" pe catod), joncțiunile J_1, J_3 se polarizează invers iar joncțiunea J_2 se polarizează direct (fig. 5.52 *b*) și prin dispozitiv va trece un mic curent invers, porțiunea 0—1, numită regiune de blocare inversă; mărind tensiunea inversă poate surveni străpungerea electrică a joncțiunilor J_1, J_3, obținîndu-se porțiunea de caracteristică *1—2*. Aplicînd o tensiune directă („+" pe anod și „—" pe catod) deosebim două cazuri : deși polarizat direct tiristorul rămîne blocat, regiunea 0—*3* de blocare directă,

întrucît nu sînt satisfăcute încă condiţiile de comutare, modelul zonal avînd forma din figura 5.52*c*; în punctul *3* are loc comutarea tiristorului urmînd porţiunea de rezistenţă negativă *3—4* şi apoi porţiunea *4—5* de deblocare directă (conductivitate mare) cînd toate joncţiunile sînt polarizate direct (fig. 5.52*d*). În starea de blocare directă avem $V_{AK} = V_1 + V_2 + V_3$; în starea de deblocare directă avem $V_{AK} = V_1 - |V_2| + V_3$ şi curentul

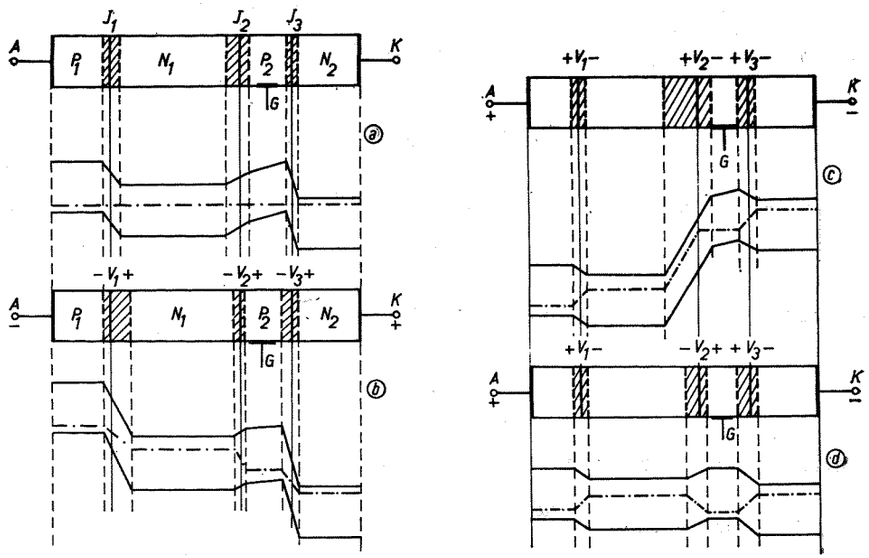


Fig. 5.52

prin dispozitiv este foarte mare, fiind limitat ca şi la tiratron de rezistenţele din circuitul extern. Pe caracteristica statică deosebim două puncte importante: în punctul *3* începe comutarea directă şi din condiţia $dV_{AK}/dI_A = 0$ aflăm coordonatele V_d, I_d care reprezintă tensiunea şi curentul de comutare; în punctul *4* punînd condiţia $dV_{AK}/dI_A = 0$ aflăm coordonatele V_m, I_m care reprezintă tensiunea şi curentul de menţinere a stării de deblocare.

Variaţia tipică a cîştigului de curent α_1 şi $\widetilde{\alpha}_1$, funcţie de I_A pentru diferite raporturi w/L_p, este arătată în figura 5.53 [43].

Metoda cea mai evidentă de variere a cîştigurilor de curent α_1, α_2 este multiplicarea în avalanşă care are loc în regiunea de trecerea a joncţiunii J_2. Alegînd profilul de dopare ca în figura 5.49*b*, regiunea de

trecere a joncţiunii J_2 este suficient de largă; totodată intensitatea cîmpului poate atinge valori ridicate, astfel încît sînt create condiţiile optime pentru procesul de multiplicare în avalanşă (vezi IV.11).

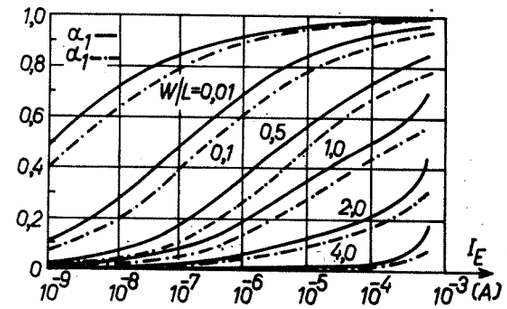


Fig. 5.53

V.9.2. Forma caracteristicilor statice şi metode de comutare a tiristorului

Înainte de a trece la descrierea metodelor de comutare sînt necesare unele precizări suplimentare cu privire la procesele din tiristor şi forma caracteristicilor statice.

Presupunem că este aplicată o tensiune directă şi că tiristorul se află în starea de blocare directă; joncţiunile J_1, J_3 sînt uşor polarizate direct iar J_2 este polarizată invers, formînd o importantă regiune de trecere. Golurile injectate de emitorul P_1 (precum şi cele generate în N_1 şi în regiunea de trecere) trec prin baza N_1 şi ajung la joncţiunea de colector trecînd în P_2; electronii injectaţi de emitorul N_2 (precum şi cei generaţi în P_2) trec prin baza P_2 şi ajung la joncţiunea de colector trecînd în N_1. Fiind dat că la limitele regiunii de trecere a joncţiunii J_2 concentraţia purtătorilor este foarte mică, în baze se formează un important gradient de concentraţie, datorită căruia golurile din N_1 şi electronii din P_2 difuzează spre joncţiunea J_2.

Notînd curentul ce intră în dispozitiv cu I_A, componenta de goluri a curentului dat de emitorul P_1 este $\gamma_1 I_A$, iar componenta electronică $(1 - \gamma_1) I_A$; în felul acesta curentul de goluri ce ajunge la colector este $I_{pC} = \alpha_1 I_A$ ($\alpha_1 = \gamma_1 \beta_{t1}$). Curentul de goluri pin regiunea P_2 va conţine pe lîngă I_{pC} şi componente datorate generării termice în N_1 şi în regiunea de trecere

$$I_p = \alpha_1 I_A + I_{pN1} + I_{pj}. \qquad (5.296)$$

Un raţionament analog pentru tranzistorul T_2 ne duce la concluzia că curentul de electroni din regiunea N_1 este

$$I_n = \alpha_2 I_K + I_{nP2}, \tag{5.297}$$

unde $I_K = I_A + I_G$ iar I_{nP2} este curentul electronic datorat generării termice în regiunea P_2 (generarea termică în regiunea de trecere este neglijată).

Curentul total care circulă prin joncţiunea J_2 este egal cu curentul ce intră prin anod

$$I_A = I_p + I_n + I_D, \tag{5.298}$$

unde I_D reprezintă un curent de deplasare care poate fi cauzat de orice variaţie a tensiunii la bornele capacităţilor formate de regiunile de trecere. Ţinînd cont de relaţiile (5.296), (5.297), pentru I_A se obţine expresia

$$I_A = \alpha_1 I_A + \alpha_2 (I_A + I_G) + I_{C0} + I_D, \tag{5.299}$$

în care s-a notat $I_{C0} = I_{pN1} + I_{np2} + I_{pj}$.

Prin diferenţieri succesive în raport cu diferiţi curenţi a relaţiei (5.299) şi ţinînd cont de (5.294), (5.295) se obţine

$$\frac{dI_A}{dI_G} = \frac{\tilde{\alpha}_2}{1 - (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2)}, \tag{5.300}$$

$$\frac{dI_A}{dI_{C0}} = \frac{1}{1 - (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2)}, \tag{5.301}$$

$$\frac{dI_A}{dI_D} = \frac{1}{1 - (\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2)}. \tag{5.302}$$

Ultimele relaţii arată că, fiind satisfăcută condiţia $\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2 = 1$, mici variaţii ale curentului I_G, ale temperaturii sau tensiunii produc comutarea directă a tiristorului.

Forma caracteristicilor statice se va urmări pe porţiuni.

a. *Porţiunea de blocare directă.* O bună aproximare a caracteristicii pe această porţiune se poate obţine luînd în consideraţie variaţia coeficienţilor α_1, α_2 funcţie de curent şi procesul de multiplicare în avalanşă [44], [47]. Presupunem că joncţiunea J_2 este polarizată invers (fig. 5.54 *a*) şi că V_2 este suficient de mare pentru a produce multiplicarea în avalanşă a curenţilor de goluri şi electronic; coeficienţii de multiplicare M_p pentru

goluri şi M_n pentru electroni sînt funcţie de V_2. Curentul staţionar de goluri $I_p(x_1)$ ce intră în regiunea de trecere prin punctul x_1 devine $M_p I_p(x_1)$ în punctul x_2 (fig. 5.54 *b*); curentul staţionar de electroni $I_n(x_2)$ ce intră în regiunea de trecere prin punctul x_2 devine $M_n I_n(x_2)$ în punctul x_1 (fig. 5.54 *c*) deci curentul total prin regiunea de trecere este

$$I = M_p I_p(x_1) + M_n I_n(x_2). \tag{5.303}$$

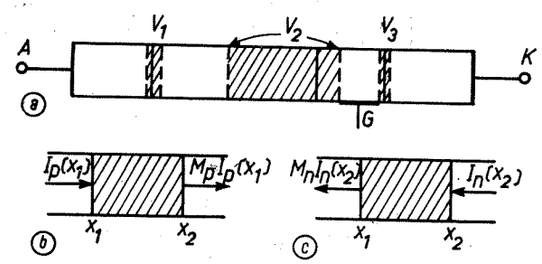


Fig. 5.54

Curenţii $I_p(x_1)$, $I_n(x_2)$ au expresiile

$$I_p(x_1) = \alpha_1 I_A + I_{C01}, \tag{5.304}$$

$$I_n(x_2) = \alpha_2 I_K + I_{C02}, \tag{5.305}$$

iar (5.303) devine

$$I = M_p [\alpha_1 I_A + I_{C01}] + M_n [\alpha_2 I_K + I_{C02}]. \tag{5.306}$$

Pentru construcţia din figura 5.54*a* care foloseşte Si, $M_p \neq M_n$ însă pentru a deduce influenţa acestor factori asupra procesului de comutare vom presupune $M_p = M_n$ (pentru Ge, GaAs, GaP), deci

$$M_p = M_n = M = \frac{1}{1 - (V_2/V_{BD})^m}, \tag{5.307}$$

unde V_{BD} este tensiunea de străpungere a joncţiunii J_2 fără a ţine cont de efectul tranzistor; m este o constantă (pentru Si $3 < m < 6$).

Expresia (5.306) poate servi pentru aproximarea rezonabilă a caracteristicii statice; considerăm două cazuri.

1). *Dioda Shockley.* Presupunînd $I_G = 0$ şi $I = I_A = I_K$ expresia (5.306) se poate pune sub forma

$$1/M = \alpha_1 + \alpha_2 + I_0/I = f(I), \tag{5.308}$$

a cărei soluţie grafică este arătată în figura 5.55 în următoarele presupuneri : $I_0 = I_{C01} + I_{C02}$ este o constantă pentru temperatura dată, α_1 şi α_2 sînt funcţii cunoscute de curent (vezi fig. 5.53) iar M are expresia (5.307). Construcţia grafică decurge astfel. Se reprezintă întîi funcţia $f(I)$ (fig. 5.55*a*) ţinînd cont de cei trei termeni ai expresiei (5.308) apoi se reprezintă

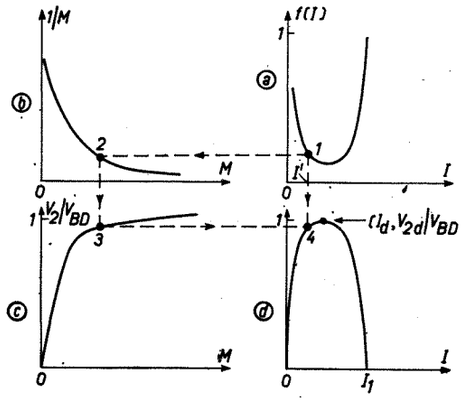


Fig. 5.55

$1/M$ funcţie de M (fig. 5.55*b*) avînd aceeaşi scară verticală ca $f(I)$ şi în fine se reprezintă grafic relaţia (5.307) avînd pe verticală tensiunea normată V_2/V_{BD} (fig. 5.55*c*). Alegem în figura 5.55*a* o valoare a curentului pentru care dorim să aflăm tensiunea aplicată (avînd în vedere că V_1 şi V_3 sînt mici, $V_2 \simeq V_{AK}$); plecînd de la punctul 1 găsim valoarea corespunzătoare a lui M (punctul *2*) şi apoi valoarea normată a tensiunii V_2/V_{BD} (punctul *3*). Figura 5.55*d* are în abscisă aceiaşi scară ca şi figura 5.55*a* prin urmare ducînd din *3* o linie orizontală determinăm punctul *4* de pe caracteristica statică $I = f(V_2/V_{BD})$; analog pot fi găsite toate punctele caracteristicii statice pe porţiunea de blocare directă şi cea de rezistenţă negativă. Comutarea începe în punctul de coordonate $(I_d,\ V_{2d}/V_{BD})$, corespunzător valorii minime a funcţiei $f(I)$. Totodată din figura 5.55 *c*, se poate determina în mod aproximativ punctul unde se termină procesul de comutare, ale cărui coordonate sînt $(I_1,\ 0)$, pentru care $f(I) = 1$; din ultima condiţie rezultă $M = 1$, deci $V_2 = 0$ şi curentul I_0 devine zero. Din ecuaţia (5.308) rezultă $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ deci pentru valori cunoscute α_1 şi α_2 se poate determina curentul pentru care tensiunea la bornele joncţiunii

J_2 este zero. Pentru curenţi mai mari decît I_1 joncţiunea J_2 se polarizează direct, dioda trece în stare de deblocare directă şi curentul total prin dispozitiv urmează o creştere exponenţială obişnuită.

2). *Tiristorul.* În acest caz $I_K = I + I_G$ şi relaţia (5.306) devine

$$1/M = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_2 I_G/I + I_0/I, \tag{5.309}$$

în care $\alpha_1 = \alpha_1(I)$, $\alpha_2 = \alpha_2(I + I_G)$. Construcţia grafică urmează acelaşi drum ca pentru dioda Shockley avînd în vedere că I_G joacă rolul de para-

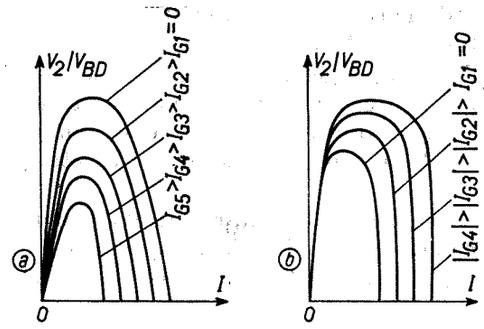


Fig. 5.56

metru; cînd se introduc goluri în baza P_2, $I_G > 0$, cînd se extrag $I_G < 0$. Avînd în vedere că α_2 creşte mai rapid în funcţie de I cînd I_G ia valori pozitive crescătoare, pe măsură ce I_G creşte comutarea survine la tensiuni mai mici (fig. 5.56 *a*); pentru valori negative crescătoare ale lui I_G se obţine familia de caracteristici din figura 5.56 *b*.

Precizări asupra valorii tensiunii directe la care se efectuează comutarea vor fi făcute după studiul proceselor ce au loc la polarizarea inversă a tiristorului.

b. *Porţiunea de blocare inversă.* În cazul polarizării inverse a tiristorului (fig. 5.57*a*) joncţiunea J_2 este polarizată direct iar J_1, J_3 sînt polarizate invers; fiind dat profilul de dopare din figura 5.49 *b* cea mai mare parte a tensiunii cade pe J_1, unde străpungerea electrică poate avea loc din două motive : multiplicarea în avalanşă şi penetraţia totală a bazei N_1 de către regiunea de trecere.

Străpungerea joncţiunii J_1 prin multiplicare în avalanşă are loc la tensiunea V_{BD}, înainte ca regiunea de trecere să cuprindă întreaga bază N_1. Dacă lărgimea bazei N_1 este mică iar concentraţia donorilor deasemenea mică, este posibil ca regiunea de trecere să se întindă pe întreaga bază, scurtcircuitînd astfel joncţiunile J_1 şi J_2, drept urmare are loc străpungeare

electrică rapidă a dispozitivului. Considerînd joncţiunea J_1 de tipul $P_1^{++}N_1$, regiunea de trecere se va întinde numai în bază şi tensiunea la care are loc penetraţia totală este

$$V_{PT} \simeq \frac{qN_{D1}\,l_{N1}^2}{2\varepsilon} = \frac{qN_{D1}\,w_1^2}{2\varepsilon} = \frac{qw_1^2}{2\varepsilon\rho_n\,\mu_n}, \qquad (5.310)$$

unde l_{N1} este lărgimea regiunii de trecere în bază; $V_{PT} = V_b + V_{AK}$, V_b fiind potenţialul de barieră; ρ_n, μ_n reprezintă rezistivitatea, respectiv mobilitatea purtătorilor în baza N_1.

Dacă $V_{PT} < V_{BD}$ străpungerea se datoreşte penetraţiei totale; dacă $V_{BD} < V_{PT}$ străpungerea are loc prin multiplicare în avalanşă. În figura 5.57*b* este reprezentată variaţia tensiunii de străpungere în funcţie de concentraţia purtătorilor din baza N_1, avînd parametru grosimea bazei w_1 [51]—[53].

Cît priveşte tensiunea de comutare directă, trebuie ţinut seama şi de efectul tranzistor adică de faptul că α_1, α_2 depind de valoarea curentului. Considerînd $I_0 \ll I$ din (5.307) şi (5.308) scoatem

$$V_{2S} = V_{BD}\,[1 - (\alpha_1 + \alpha_2)]^{1/m}. \qquad (5.311)$$

Datorită efectului tranzistor (reacţiei pozitive din dispozitiv) $V_{2S} < V_{BD}$; în figura 5.57*c* este reprezentată variaţia tensiunii de străpungere (comutare) directă în funcţie de concentraţia donorilor din baza N_1, pentru o lărgime dată a bazei, avînd parametru $\alpha_1 + \alpha_2$; dacă $\alpha_1 + \alpha_2 = 0$ se obţine figura 5.57 *b*.

c. *Metode de comutare.* Din cele expuse mai sus rezultă următoarele metode de comutare directă a dispozitivelor cu patru regiuni: curentul din electrozii de comandă, tensiunea aplicată, temperatura, radiaţia luminoasă.

Acţiunea de comandă a curentului I_G rezultă imediat din figura 5.56; caracteristicile complete sînt arătate în figura 5.58*a*, de unde rezultă că şi străpungerea inversă are loc la tensiuni mai mici în prezenţa curentului I_G.

Comutarea cu ajutorul tensiunii, utilizată în special la diodele Shockley, se realizează pe două căi: prin creşterea lentă a tensiunii V_{AK} sau prin aplicarea unui salt rapid de tensiune (metoda dV/dt de comutare). În cazul creşterii lente, tensiunea de comutare se determină din formula (5.311); în cazul aplicării unui salt de tensiune ia naştere un curent de

deplasare $I_D = d(CV)dt$ care poate realiza condiţia $\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2 = 1$ şi dispozitivul comută (C este capacitatea joncţiunii J_2).

Comutarea cu ajutorul temperaturii se bazează pe faptul că ridicarea temperaturii intensifică procesul de generare termică a perechilor electron-gol; acestea sînt captate de joncţiunea J_2 şi are loc creşterea

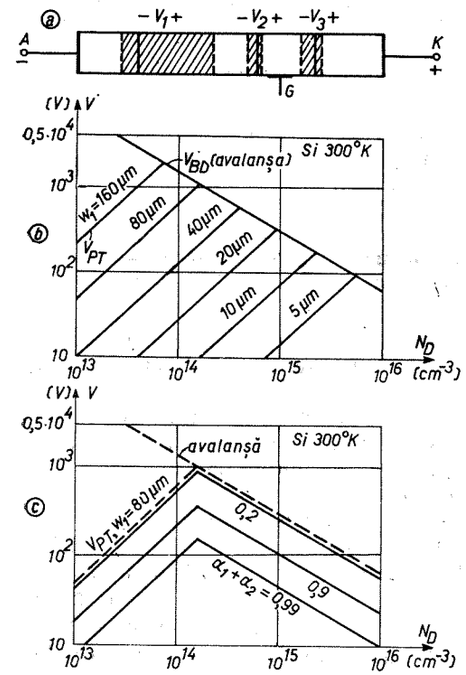


Fig. 5.57

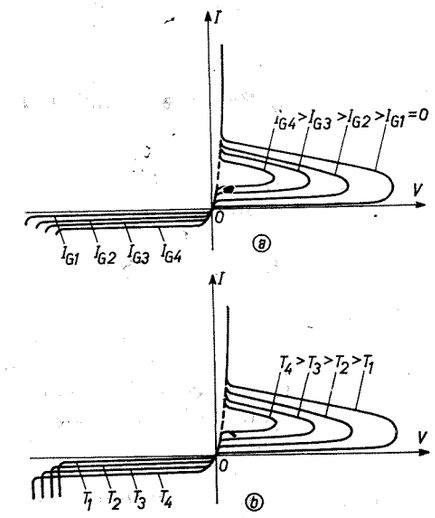


Fig. 5.58

curentului, deci şi a coeficienţilor α_1, α_2. Suma $\alpha_1 + \alpha_2$ tinde rapid spre 1 şi dispozitivul comută; familia de caracteristici este arătată în figura 5.58 *b*.

Comutarea diodelor Shockley şi a tiristorilor poate fi realizată cu ajutorul unui fascicul luminos sau cu alte tipuri de radiaţii. Prin absorbţia de cuante luminoase în diferitele regiuni ale dispozitivului are loc generarea de perechi electron-gol care ajungînd la joncţiunea J_2 cauzează creşterea curentului I; procesul de comutare decurge la fel ca în cazul creşterii temperaturii. Eficienţa comutării cu ajutorul fasciculului luminos depinde de construcţia dispozitivului, dimensiunile sale şi lungimea de undă a radiaţiei. Considerînd că pe suprafaţa supusă radierii cade fluxul

luminos de intensitate Φ_0, atunci densitatea fotonilor în interiorul materialului scade după o lege exponențială

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\alpha x}, \tag{5.312}$$

unde $\alpha = \alpha(\lambda)$ este coeficientul de absorbție; numărul perechilor electron-gol generate pe un interval dx este

$$dG(x) = \eta\alpha\Phi(x)\,dx = \eta\alpha\Phi_0 e^{-\alpha x}\,dx, \tag{5.313}$$

unde η reprezintă eficiența cuantică (vezi cap. IV). Cunoscînd structura și dimensiunile dispozitivului, prin integrarea ecuației (5.313) se poate obține numărul total de perechi electron-gol.

V.9.3. Procese tranzitorii la comutarea directă și inversă a tiristorilor

a. *Comutarea directă.* Pentru comutarea directă a tiristorilor, în practică sînt folosite două metode: impulsuri de curent I_G și salturi de tensiune (metoda dV/dt).

1). În discutarea proceselor tranzistorii ce au loc la comutarea directă prin impuls (salt) de curent în electrodul de comandă considerăm schema din figura 5.59*a*; curentul I_A nu atinge valoarea nominală imediat ci după timp $t_{cd} = t_i + t_r$, unde t_i este un timp de întîrziere iar t_r este timpul de creștere (fig. 5.59*b*). Avînd în vedere neliniaritatea profundă a variației diferiților factori ce influențează timpul de comutare directă t_{cd}, găsirea expresiilor exacte pentru t_i și t_r constituie o problemă extrem de laborioasă. Au fost propuse diferite aproximări liniare a proceselor în scopul găsirii unor expresii aproximative pentru t_{cd}; anume se presupune că odată cu aplicarea saltului de curent α_1 și α_2 cresc de asemenea în salt pînă la valori ce asigură condiția $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ și se neglijează capacitatea joncțiunii J_2. În cazul tiristorilor de mare putere care au aria joncțiunilor relativ mare, procesele nu sînt uniforme pe întreaga suprafață a joncțiunilor [50]: starea de conducție se stabilește mai întîi în porțiunea din imediata apropiere a electrodului de comandă apoi se întinde pe întreaga suprafață.

Considerînd modelul unidimensional, în urma aplicării saltului de curent I_G procesele fizice decurg astfel: electronii injectați în baza P_2 difuzează spre colector ajungînd la joncțiunea J_2 după timpul (fig. 5.59 *c*)

$$\tau_{D2} = w_2^2/2D_2. \tag{5.314}$$

Trecînd în regiunea N_1, electronii produc un dezechilibru la joncțiunea J_1 în urma căruia un număr de goluri sînt injectate din P_1 în

N_1; aceste goluri difuzează spre colector ajungînd la joncțiunea J_2 după timpul

$$\tau_{D1} = w_1^2/2D_1. \tag{5.315}$$

Trecînd în regiunea P_2 golurile intensifică procesul de injecție al electronilor (din N_2 și de la I_G spre J_2), procesul continuînd pînă cînd se ajunge

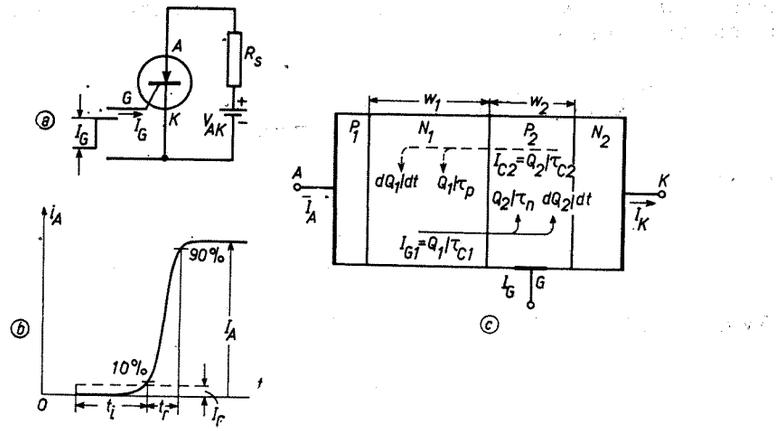


Fig. 5.59

la valoarea staționară a curentului I_A. Rezultă că t_{cd} depinde de valoarea curenților I_A și I_G, de dimensiunile bazelor și timpii de recombinare; tiristorii ce funcționează la tensiuni înalte (cu baze largi) vor avea timpul t_{cd} mare.

Legea aproximativă de variație a curentului I_A în timpul comutării directe poate fi dedusă prin metoda sarcinii; din figurile 5.59 *c* și 5.50 *d* rezultă

$$I_{B2} = I_{C1} + I_G; \qquad I_{B1} = I_{C2}. \tag{5.316}$$

Conform metodei sarcinii

$$i_{C1} = Q_1/\tau_{C1}, \tag{5.317}$$

$$i_{C2} = Q_2/\tau_{C2}, \tag{5.318}$$

unde Q_1, Q_2 sînt sarcinile din bazele celor doi tranzistori date de purtătorii minoritari; τ_{C1}, τ_{C2} se determină conform relației (5.199). Curenții de bază au expresiile (5.195)

$$i_{B1} = Q_1/\tau_p + dQ_1/dt, \tag{5.319}$$

$$i_{B2} = Q_2/\tau_n + dQ_2/dt, \tag{5.320}$$

şi avînd în vedere (5.316) ÷ (5.318) putem scrie

$$Q_2/\tau_{C2} = Q_1/\tau_p + \mathrm{d}Q_1/\mathrm{d}t, \tag{5.321}$$

$$Q_1/\tau_{C1} + i_G = Q_2/\tau_n + \mathrm{d}Q_2/\mathrm{d}t. \tag{5.322}$$

Rezolvăm acest sistem în raport cu Q_1; aplicînd transformata Laplace se obţine [42] (condiţii iniţiale zero)

$$Q_1(t) = \frac{I_G}{\tau_{C2}}\left[\frac{1}{a_1 a_2} + \frac{\mathrm{e}^{-a_1 t}}{a_1(a_1 - a_2)} + \frac{\mathrm{e}^{-a_2 t}}{a_2(a_2 - a_1)}\right], \tag{5.323}$$

unde

$$a_{1,2} = \frac{\tau_p + \tau_n}{2\tau_p\,\tau_n}\left[1 \pm \sqrt{\frac{4\tau_p^2\,\tau_n^2}{\tau_{C1}\tau_{C2}(\tau_p + \tau_n)^2} - \frac{4\tau_p\,\tau_n}{(\tau_p + \tau_n)^2}}\right]. \tag{5.324}$$

Avînd în vedere că $i_{C1} = \alpha_1 i_A$, rezultă

$$i_A(t) = Q_1(t)/\alpha_1\tau_{C1}, \tag{5.325}$$

de unde se poate determina timpul de comutare directă; valorile de calcul diferă mult de rezultatele experimentale.

Foarte precise s-au dovedit rezultatele obţinute în lucrarea [50], în care se ţine seama de dependenţa neliniară a parametrilor tiristorului (α_1, α_2, Q_1, Q_2, rezistenţa diferitelor porţiuni) de regimul de funcţionare şi de influenţa capacităţii joncţiunii J_2. Expunem pe scurt esenţa acestei metode. Se stabileşte mai întîi legătura dintre curentul anodic şi curentul de comandă în regim alternativ (de semnal mic). Curentul anodic are expresia

$$i_a = \tilde{\alpha}_1 i_a + \tilde{\alpha}_2(i_a + i_g) + i_{c0}, \tag{5.326}$$

unde $\tilde{\alpha}_1$, $\tilde{\alpha}_2$ sînt mărimi complexe ce depind de frecvenţă

$$\tilde{\alpha}_1 = \alpha_{10}/(1 + \mathrm{j}\omega\tau_{p1}), \tag{5.327}$$

$$\tilde{\alpha}_2 = \alpha_{20}/(1 + \mathrm{j}\omega\tau_{n2}).$$

Aplicînd legea a II-a lui Kirchhoff circuitului anodic rezultă

$$v_1 + v_2 + v_3 + v_0 + v_S = 0, \tag{5.328}$$

unde v_0 este căderea de tensiune pe rezistenţele ohmice de volum. Exprimăm căderile de tensiune în funcţie de curenţi şi impedanţe

$$\underline{Z}_1 i_a + \underline{Z}_2 i_{c0} + \underline{Z}_3(i_a + i_g) + \underline{Z}_0 i_a + \underline{Z}_s i_a = 0. \tag{5.329}$$

Considerînd că Z_1, Z_3 sînt rezistenţele diferenţiale ale joncţiunilor respective r_1, r_2, şi $Z_0 = r_0$ iar

$$\underline{Z}_2 \simeq 1/\mathrm{j}\omega C_2, \tag{5.330}$$

din (5.326) şi (5.329) rezultă

$$i_a = \frac{\alpha_{20} + \mathrm{j}\omega\alpha_{20}\tau_{p1}}{-a_0 + \mathrm{j}\omega a_1 + (\mathrm{j}\omega)^2 a_2 + (\mathrm{j}\omega)^3 a_3} i_g, \tag{5.331}$$

unde s-a notat

$$\left.\begin{aligned} a_0 &= \alpha_{10} + \alpha_{20} - 1,\\ a_1 &= \tau_{p1}(1 - \alpha_{20}) + \tau_{n2}(1 - \alpha_{10}) + C_2 R_0,\\ a_2 &= \tau_{p1}\tau_{n2} + C_2 R_0(\tau_{p1} + \tau_{n2}),\\ a_3 &= \tau_{p1}\tau_{n2} C_2 R_0,\\ R_0 &= R_S + r_0 + r_1 + r_2. \end{aligned}\right\} \tag{5.332}$$

Înlocuind $\mathrm{j}\omega$ cu operatorul $\mathrm{d}/\mathrm{d}t$, ecuaţia (5.331) devine

$$a_3 i_a''' + a_2 i_a'' + a_1 i_a' - a_0 i_a = \alpha_{20} i_g, \tag{5.333}$$

avînd condiţiile iniţiale

$$i_a(0) = 0; \quad i_a'(0) = 0; \quad i_a''(0) = \frac{\alpha_{20}}{\tau_{n2} C_2 R_0} i_g. \tag{5.334}$$

Rezolvarea exactă a ecuaţiei (5.333) poate fi efectuată cu ajutorul calculatorului electronic. În [50] se propun soluţii simplificate prin aproximarea liniară pe porţiuni, procesul de comutare fiind împărţit în trei etape distincte:

— în prima etapă $\alpha_{10} \simeq 0$ şi $a_0 = \alpha_{20} - 1$ tiristorul poate fi echivalat cu tranzistorul $N_2P_2N_1$ în conexiune EC şi se observă o creştere relativ rapidă a curentului i_a (la valori foarte mici ale lui i_a);

— în etapa a doua $\alpha_{10} + \alpha_{20} \simeq 1$ și $a_0 \simeq 0$, curentul i_a are o creștere relativ lentă, apropiindu-se de condițiile de proces regenerativ;

— în etapa a treia, $a_0 > 0$ și corespunde intervalului cînd α_{10}, α_{20} au valorile maxime iar curentul i_a prezintă o creștere rapidă.

2). Comutarea prin metoda dV/dt se realizează prin aplicarea unui salt de tensiune, de amplitudine determinată, pe anodul dispozitivului; în practică această metodă se folosește mai puțin întrucît procesele tranzitorii ce iau naștere datorită elementelor reactive din circuit cauzează o anumită instabilitate de funcționare.

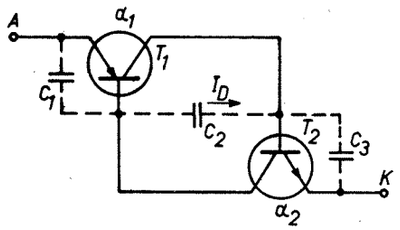


Fig. 5.60

Pentru urmărirea proceselor vom presupune că inițial la bornele dispozitivului este aplicată o mică tensiune directă, adică joncțiunile J_1, J_3 sînt ușor polarizate direct iar J_2 este polarizată invers; prin aplicarea saltului de tensiune directă, prin capacitățile joncțiunilor (fig. 5.60) va trece un curent de deplasare I_D care poate realiza condiția $\tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2 = 1$ și astfel se efectuează comutarea directă.

b. *Comutarea inversă.* Există trei metode de comutare a tiristorilor din starea de conducție în starea de blocare: micșorarea curentului I_A sub valoarea de menținere, micșorarea tensiunii V_{AK} sub valoarea de menținere, aplicarea unui salt negativ de curent pe electrodul de comandă (V_{AK} rămînînd constant). Prima metodă se utilizează în schemele unde circuitul de sarcină al tiristorului conține întrerupători. A doua metodă se întîlnește în două variante: în schemele de redresare cînd tensiunea alternativă trece prin zero, tiristorul se blochează; pentru o blocare sigură în diferitele scheme de comandă pe tiristor se aplică un salt de tensiune inversă. A treia metodă constă în aplicarea pe electrodul de comandă a unui impuls (salt) negativ de curent care, în anumite condiții produce blocarea tiristorului; această metodă se utilizează în circuitele de comandă și acționări unde se folosesc tiristori de curenți mici și de construcție specială.

În continuare ne oprim pe scurt asupra proceselor ce au loc în urma aplicării unei tensiuni inverse sau a unui impuls negativ de curent pe electrodul G. În ambele cazuri comutarea inversă este determinată de viteza de evacuare a sarcinilor în exces ale purtătorilor minoritari din baze și ale purtătorilor majoritari din emitori.

1). Comutarea inversă prin aplicarea la bornele dispozitivului a unui salt de tensiune inversă este studiată în lucrările [53]. După aplicarea saltului de tensiune inversă joncțiunile J_1, J_3 tind să se polarizeze invers, în timp ce J_2 rămîne în continuare polarizată direct. Fiind dat că regiunile N_2, P_2 sînt puternic dopate tensiunea de străpungere a joncțiunii J_3, V_{BD3} este relativ mică, fapt pentru care vom presupune $V_{inv} > V_{BD3}$; afară de aceasta, întrucît $N_{D1} \ll N_{A2}$ joncțiunea J_2 constituie un emitor ideal de goluri.

Distingem trei etape principale ale procesului de comutare inversă (fig. 5.61 *b*).

În intervalul $0 \div t_1$ curentul (de difuzie) prin tiristor se datorează purtătorilor minoritari în exces, fiind limitat de amplitudinea tensiunii inverse și a rezistenței din circuit; la sfîrșitul acestui interval numărul purtătorilor minoritari în exces din P_2 la limita cu J_3 scade la zero (fig. 5.61 *c*). Joncțiunea J_3 se polarizează invers, are loc o anumită scădere a curentului pînă cînd tensiunea la bornele lui J_3 este suficientă pentru străpungerea în avalanșă apoi curentul rămîne constant, intervalul $t_1 \div t_2$; în limitele acestui interval în baza N_1 există încă purtători minoritari în exces astfel că, exceptînd joncțiunea J_3, restul dispozitivului are o rezistență mică. La sfîrșitul intervalului $t_1 \div t_2$ purtătorii minoritari în exces din N_1 la limita cu J_1 scade la zero, joncțiunea J_1 se polarizează invers și curentul tinde la zero, intervalul $t_2 \div t_3$. Variația purtătorilor minoritari, pentru diferitele momente din figura 5.61 *b* este arătată în figura 5.61 *c*.

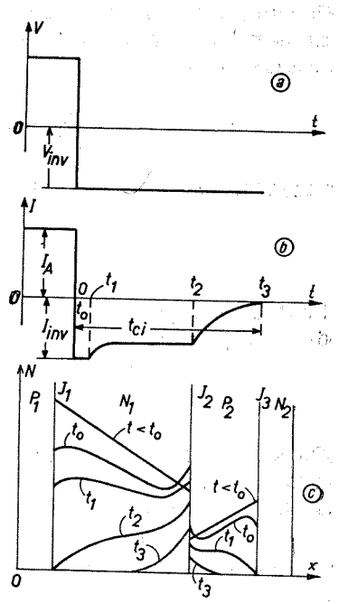


Fig. 5.61

Din cele expuse rezultă că timpul de comutare inversă este determinat de timpul de evacuare a purtătorilor minoritari în exces din baza N_1 (în principal prin recombinare); joncțiunea J_2 fiind un emitor ideal de goluri nu injectează electroni în P_2 și sarcina în exces din această regiune dispare mai repede. Curentul care circulă prin baza N_1, datorat purtătorilor în exces va fi egal cu viteza de dispariție a sarcinii Q_1

$$i_{B1} = Q_1/\tau_p + dQ_1/dt. \tag{5.335}$$

Evacuarea sarcinii Q_1 durează un timp relativ mare datorită faptului că golurile absorbite de J_1 sînt completate de golurile injectate de J_2. Pre-

supunînd că la sfîrşitul evacuării sarcinii în exces Q_1 avem $i_{B1} = 0$ din (5.355) rezultă (prin integrare)

$$Q_1 = A_1 \, e^{-t/\tau_p}. \tag{5.336}$$

Constanta de integrare se determină din condiţia iniţială : la $t = 0$ cînd tiristorul se află în starea staţionară de deblocare $dQ_1/dt = 0$ şi din (5.355) rezultă $Q_{10} = \tau_p I_{B10}$ iar $I_{B10} = \alpha_1 I_A$ deci

$$Q_1 = Q_{10} \, e^{-t/\tau_p} = \tau_p \, \alpha_1 I_A \, e^{-t/\tau_p}. \tag{5.337}$$

Curentul de goluri din dispozitiv (polarizat invers) este proporţional cu Q_1

$$I = I_A \, e^{-t/\tau_p}. \tag{5.338}$$

Pentru ca dispozitivul să rămînă în stare de blocare este necesar ca $I < I_m$, deci timpul de comutare inversă este

$$t_{ci} \simeq \tau_p \, l_n \, (I_A/I_m). \tag{5.339}$$

Dacă I rămîne mai mare ca I_m, la întreruperea tensiunii inverse dispozitivul poate trece imediat în starea de conducţie directă ; dacă $V_{inv} < V_{BD3}$ atunci t_{ci} este influenţat şi de procesele de la joncţiunea J_3.

2). Comutarea inversă cu ajutorul saltului de curent în electrodul de comandă se aplică la tiristorii de mică putere sau de construcţie specială [53] ; metoda devine ineficace în cazul tiristorilor cu curenţi I_A mari, datorită faptului că aria joncţiunilor este mare, şi apar efecte longitudinale nedorite sau străpungeri în avalanşă locale. Neglijăm efectele longitudinale şi presupunem că pe electrodul de comandă G se aplică un salt negativ de curent (extrage goluri din P_2) ; neluînd în consideraţie componentele de generare termică I_{C01} şi I_{C02}, curentul din baza P_2 va fi egal cu curentul de goluri dat de joncţiunea J_2 din care se scade curentul I_G.

$$I_{PB} = \alpha_1 I_A - I_G. \tag{5.340}$$

Referindu-ne la tranzistorul $N_2P_2N_1$ curentul de bază necesar pentru menţinerea curentului I_K (adică tranzistorul T_2 să fie saturat) este

$$I_{B2} = (1 - \alpha_2) \, I_K. \tag{5.341}$$

Dacă $I_{pB} > I_{B2}$ atunci tiristorul se află în stare de conducţie directă, toate joncţiunile fiind polarizate direct ; dacă $I_{pB} < I_{B2}$ tranzistorul T_2 iese

din saturaţie şi tiristorul trece în starea de blocare. Ţinînd cont că $I_A + I_G = I_K$ din ultimele două relaţii rezultă condiţia de comandă

$$I_G > \frac{(\alpha_1 + \alpha_2 - 1) \, I_A}{\alpha_2}. \tag{5.342}$$

Eficacitatea procesului de comutare inversă se caracterizează cu ajutorul coeficientului de amplificare

$$A_C = \frac{I_A}{I_G} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2 - 1} \; ; \tag{5.343}$$

acest coeficient poate avea valori ridicate în structurile la care în regim de deblocare directă suma $\alpha_1 + \alpha_2$ este puţin mai mare ca 1 iar α_2 are valori suficient de ridicate. La tiristorii de mică putere $A_C = 10 \div 20$, la cei de puteri mari $A_C = 3 \div 4$; trebuie remarcat că A_C variază neliniar cu I_A.

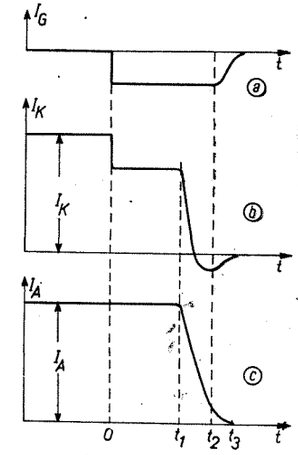


Fig. 5,62

Procesul de comutare (fig. 5.62 *b*, *c*) poate fi împărţit în trei etape [53].

Prima etapă $0 \div t_1$ se caracterizează prin faptul că curentul prin dispozitiv rămîne constant fiind egal cu I_A ; la sfîrşitul acestei etape concentraţia purtătorilor minoritari în exces pe cele două părţi ale joncţiunii J_2 este egală cu zero. Expresia aproximativă pentru t_1 este (vezi expresia exactă în [53]

$$t_1 \simeq \tau_n \ln \frac{L_{n2} \, \mathrm{sh} \, (w_2/L_{n2})}{w_2 (1 - I_A/A_C I_G)}, \tag{5.344}$$

unde w_2 este lărgimea bazei P_2 iar L_{n2} este lungimea de difuzie a electronilor ; avînd în vedere $w_2/L_{n2} \ll 1$ şi $A_C I_G \gg I_A$ rezultă $t_1 \approx \tau_{D2}/3$.

În etapa a doua are loc micşorarea în continuare a concentraţiei purtătorilor minoritari în ambele baze, fapt ce atrage după sine scăderea rapidă a curenţilor I_A şi I_K întrucît J_2 se polarizează invers. La sfîrşitul acestei etape, concentraţia purtătorilor minoritari lîngă joncţiunea J_3 devine zero, astfel această joncţiune începe să se polarizeze invers ; expresia aproximativă pentru t_2 este

$$t_2 \simeq \tau_n \ln (I_A/I_m). \tag{5.345}$$

În etapa a treia continuă evacuarea purtătorilor din apropierea joncțiunii J_3 care polarizîndu-se invers face ca toți curenții (inclusiv I_G) să scadă la zero; purtătorii din baza N_1 dispar prin recombinare.

În cazul curenților anodici mari este posibilă o străpungere în avalanșă între electrodul G și porțiunea din J_3 cea mai apropiată de el; în felul acesta se creează un drum direct între G și K iar curentul I_G pierde proprietățile de comandă ($A_G = 0$).

c. *Variante constructive* [42]. Un neajuns al diodelor Shockley și tiristorilor este faptul că pot conduce numai într-un singur sens; fiind dat că în schemele de comandă și comutare a curenților apare necesitatea conducției bidirecționale, au fost construite dispozitive cu caracteristici statice simetrice în raport cu originea.

În cazul diodelor Shockley conducția bidirecțională se poate asigura cu ajutorul structurii din figura 5.63 *a* (constituie o dezvoltare a construcției cu emitori secționați și scurtcircuitați parțial cu baza), care constă practic

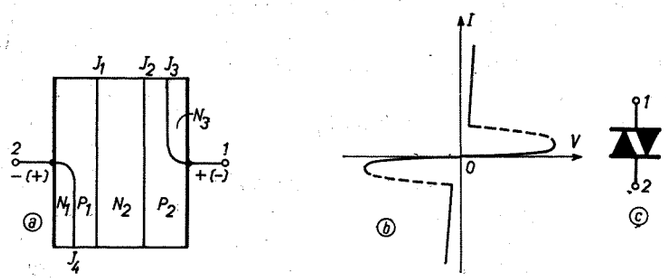


Fig. 5.63

din două secțiuni PNPN conectate în paralel: catodul secțiunii I ($P_1N_2P_2N_3$) este conectat cu anodul secțiunii II ($P_2N_2P_1N_1$) iar anodul secțiunii I este conectat cu catodul secțiunii II. Caracteristica statică completă este arătată în figura 5.63 *b*. În unele variante curentul I_A prin dispozitiv poate fi reglat prin suprapunerea regiunilor N_1, N_3 pe o anumită lungime L_0.

În cazul tiristorilor există în principal trei posibilități constructive de a realiza dispozitive bidirecționale (triac): utilizarea electrozilor de comandă cu *injecție* (formează o joncțiune suplimentară cu baza la care este conectat); utilizarea electrozilor de comandă *depărtați*, amplasați în apropierea anodului; suprapunerea parțială a anumitor regiuni; în toate cazurile dispozitivul poate conține 5 ÷ 7 regiuni distincte de diferite mărimi și forme. Exemple de construcții sînt arătate în figura 5.64.

Prima variantă (fig. 5.64 *a*) conține 6 regiuni și poate fi adusă în starea de conducție prin aplicarea unei tensiuni pozitive pe electrodul G în raport

cu electrodul *1*, indiferent de sensul tensiunii aplicate pe electrozii *1*, *2*, care pot juca pe rînd rolul de anod sau catod. A doua variantă (fig. 5.64 *b*) conține *7* regiuni și are avantajul că poate fi comandată fie cu tensiuni

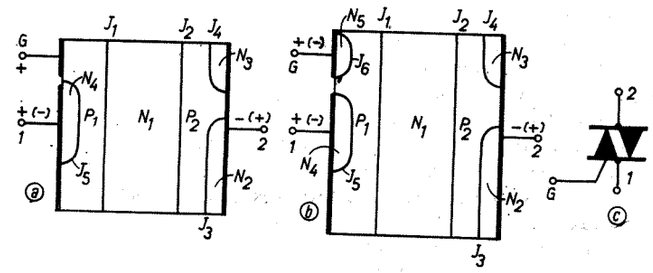


Fig. 5.64

pozitive fie cu tensiuni negative (impulsuri) aplicate pe electrodul G, indiferent de sensul tensiunii aplicate pe electrozii *1*, *2*. În figura 5.64 *c* se arată simbolul utilizat pentru reprezentarea triacului.

BIBLIOGRAFIE

1. L. Hunter, *Handbook of Semiconductor Electronics*, second ed. McGraw-Hill N.Y., 1962.
2. M. Drăgănescu, *Procese electronice în dispozitive semiconductoare de circuit*, Edit. Academiei R.S.R., București, 1962.
3. A. Petitclerc, *Électronique physique des semiconducteurs*, Gauthier-Villars et C^{nie} – Le Tambourinaire, Paris, 1962.
4. R. F. Shea, *Amplifier Handbook*, McGraw-Hill N.Y., 1966.
5. C. L. Hemenway, R. W. Henry, M. Caulton, *Physical Electronics*, second ed. John Wiley and Sons. N.Y., 1967.
6. P. E. Gray, C. L. Searle, *Electronic Principles*, John Wiley and Sons N.Y., 1969.
7. J. Millman, Chr. C. Halkios, *Electronic Devices and circuits*, McGraw-Hill-Kogakusha, N.Y., Tokyo, 1967.
8. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Electronics*, John Wiley and Sons (Wiley-Interscience), N.Y., 1969.
9. I. P. Stepanenko, *Osnovî teorii tranzistorov i tranzistornth shem*, Gosenergoizdat, Moskva, 1963.
10. R. B. Hurley, *Junction Transistor Electronics*, John Wiley and Sons, N.Y., 1958.
11. R. F. Shea, *Technique des circuits a transistors*, Dunod, Paris, 1965.
12. Sesco, *Manuel d'applications*, Gauthier-Villars, Paris, 1962.
13. T. Tănăsescu, *Circuite cu tranzistoare*, Edit. tehnică, București, 1961.
14. J. Bardeen, W. H. Brattain, Phys. Rev., *74*, 230 (1948).
15. W. Shockley, M. Sparks, G. K. Teal, Phys. Rev., *83*, 151 (1951).
16. J. J. Ebers, J. L. Moll, Proc. IRE, *42*, 1761 (1954).
17. A. Petitclerc, *Théorie et pratique des circuits a transistors*, Dunod, Paris, 1966.

17. a. M. S. Ghausi, *Principles and Design of Linear Active Circuits*, Mc. Graw-Hill, N.Y., 1965.
18. L. J. Herbst, *Electronic for Nuclear Particle Analysis*, Oxford University Press, London. 1970.
19. R. L. Pritchard, J. B. Angell, R. B. Adler, J. M. Early, W. M. Webster, Proc. IRE *49*, 725 (1961).
20. D. E. Thomas, J. L. Moll, Proc. IRE *46*, 1177 (1958).
21. R. Edwards, *Electronics*, februarie, 109 (1968).
22. L. J. Giacoletto, RCA Review, 106 (1954).
23. J. L. Moll, Proc. JRE *42*, 1773 (1954).
24. J. T. Sparkes, R. Beaufoy, Proc. IRE, *45*, 1740 (1957).
25. J. T. Sparkes, Proc. IRE, *48*, 1696 (1960).
26. M. A. Abdiuhonov, G. N. Berestovsky, V. A. Kuzmin, Radiot. i Elektr. *5*, 450 (1960).
27. G. N. Berestovski, Radiot. i Elektr., *5*, 410 (1960).
28. A. N. Baker, Proc. IRE, *48*, 949 (1960).
29. V. A. Kuz'min, B. N. Vinogradov, Radiot. i Elek., *5*, 480 (1960).
30. H. Kroemer, *Naturwissenschaft*, *40*, 578 (1953).
31. H. Kroemer, *Archiw der Elektrischen Übertragung*, *8*, 223, 363, 499 (1954).
32. H. Kroemer, *The drift transistor*, în volumul *„Transistor I"*, RCA Laboratoires, 202, 1956.
33. Iu. I. Gorbunov, *Vlianie vnutrenih električeskih polei na usilitel'nie i častotnye svoistva dreifovo tranzistora* în volumul ‚Poluprovodnikovaia tehnika i microelektronika, Vyp. 3. Akad. Nauk, USSR, 96 (1969).
34. Iu. I. Gorbunov, A. F. Trutko, *Vyčislenie vremeni proleta nositelei čerez bazu dreifovo tranzistora metodom zariada*, același volum, pg. 45.
35. W. Shockley, G. L. Pearson, J. R. Haynes, Bell Syst. Tech. *28*, 344 (1949).
36. I. A. Lesk, V. P. Mathias, IRE Conv. Rec., part. VI, 2 (1953).
37. V. A. Bluhm, T. P. Sylvan, Solid St. Design, *5*, 26 (1964).
38. L. E. Clark, Electronics, *38*, 93 (1965).
39. W. Shockley, *Electrons and Holes in Semiconductors*, Van Nostrand Co. Inc. (1950).
40. J. J. Ebers, Proc. IRE, *40*, 1361 (1952).
41. J. L. Moll, M. Tanenbaum, J. M. Goldey, N. Holonjak, Proc. IRE, *44*, 1174 (1956).
42. F. E. Gentry, F. W. Gutzwiller, N. Holonyak, E. E. Von Zastrow, *Semiconductor Controlled Rectifiers*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs N.J., 1964.
43. E. S. Yang, N. C. Voulgaris, Solid State Electron., *10*, 641 (1967).
44. Y. Kawana, T. Misawa, J. Electronics and Control, *6*, 324 (1959).
45. I. M. Mackintosh, Proc. IRE *46*, 1229 (1958).
46. F. E. Gentry, IEEE Trans. Electron Devices, **ED—11**, *74* (1964).
47. J. F. Gibbons, Proc IEEE, *55*, 1366 (1967).
48. A. Herlet, Solid State Electron., *8*, 655 (1965).
49. W. Fulop, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—10*, 120 (1963).
50. V. A. Kuzmin, V. S. Perşenkov, Radiot. i Electr., *13*, 709 (1968).
51. V. A. Kuzmin, Radiot. i Electr., *9*, 1410 (1964).
52. A. A. Lebedev, A. I. Uvarov, Radiot. i Electr., *12*, 686 (1967).
53. A. A. Lebedev, A. I. Uvarov, V. E. Clenokov, Radiot. i Electr., *11*, 1458 (1966); *13*, 115 (1968).

Capitolul VI
DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE SPECIALE

VI.1. Introducere

Avantajele esenţiale pe care le prezintă dispozitivele semiconductoare, randament ridicat, dimensiuni mici, durată mare de funcţionare, costul scăzut şi uşurinţa de manevrare a instalaţiilor, au făcut ca firmele constructoare şi întreprinderile utilizatoare să depună eforturi susţinute pentru elaborarea de dispozitive cu performanţe superioare şi pentru utilizarea lor în cele mai diferite domenii. Este cunoscut faptul că mult timp, utilizarea dispozitivelor semiconductoare era limitată de o serie de factori cum ar fi : puterea maximă utilă, frecvenţa maximă, impedanţa de intrare şi ieşire. Efortul principal a fost îndreptat spre obţinerea de dispozitive care să funcţioneze satisfăcător în regim de oscilaţie şi amplificare la frecvenţe ultraînalte (zeci de GHz) cu puteri suficient de mari (zeci sau sute de waţi) ; de asemenea, s-a urmărit realizarea unor dispozitive cu impedanţe de intrare şi ieşire foarte mari şi cu stabilitate ridicată faţă de variaţiile temperaturii.

În acest capitol sînt prezentate principalele tipuri speciale de dispozitive semiconductoare.

În paragraful 2 se studiază diodele IMPATT a căror funcţionare se bazează pe două fenomene distincte : ionizarea de impact (multiplicarea în avalanşă) şi timpul de tranzit al purtătorilor de sarcină. Din această categorie fac parte diodele Read precum şi diodele PN şi PIN cu profiluri de dopare adecvate. Cele mai bune rezultate în schemele de amplificare şi oscilaţie au fost obţinute cu diodele Read.

În paragrafele 3 şi 4 se studiază pe scurt structurile MIS (*M*etal-*I*nsulator-*S*emiconductor) şi MIM (*M*etal-*I*nsulator-*M*etal) care stau la baza funcţionării unor dispozitive perfecţionate : tranzistori cu efect de cîmp, dispozitive optoelectronice, circuite integrate.

În paragraful 5 se studiază tranzistorii unipolari cu efect de cîmp FET (*F*ield-*E*ffect-*T*ransistor) care se întîlnesc în trei variante : tranzistori FET cu joncţiuni *JFET* (joncţiunea se referă la electrodul ce comandă

curentul prin dispozitiv); tranzistori FET, în care comanda curentului se efectuează cu ajutorul unei structuri MIS, aceştia fiind cunoscuţi în literatură sub denumirea de MOSFET; tranzistori FET cu straturi subţiri TFT (*T*hin-*F*ilm-*T*ransistor) care utilizează structuri MIS şi MIM realizate în straturi subţiri.

Paragraful 6 se ocupă de dispozitivele cu rezistenţă diferenţială negativă de volum (diode Gunn) care au căpătat o largă răspîndire la frecvenţe ultraînalte. Funcţionarea acestor dispozitive se bazează pe proprietatea importantă a unor materiale semiconductoare (de ex. Ga As) anume că zona de conducţie are două minime, unul principal (de energie joasă) şi unul satelit (de energie mai ridicată). Pentru anumite valori ale cîmpului aplicat, eşantionul prezintă o mobilitate diferenţială negativă (MDN) care cauzează apariţia rezistenţei diferenţiale negative (RDN) de volum. Datorită instabilităţii de curent în eşantion se formează straturi de acumulare de sarcină şi straturi de rarefiere („domenii" de cîmp înalt) care propagîndu-se spre anod dau naştere în circuitul extern la variaţii de curent avînd frecvenţa foarte ridicată, de ordinul zecilor de GHz.

În paragraful 7 se studiază dispozitivele semiconductoare optoelectronice: diode electroluminiscente şi laseri cu semiconductori, insistîndu-se în special asupra laserilor cu joncţiune care, datorită randamentului ridicat şi uşurinţei de excitare (pompaj), au căpătat cea mai largă răspîndire.

Avînd în vedere că în literatura noastră de specialitate, pentru majoritatea dispozitivelor semiconductoare speciale, terminologia nu este încă definitiv stabilită, pentru diferitele dispozitive studiate se vor păstra, pe cît posibil, denumirile consacrate din literatura engleză. De asemenea, ţinînd cont că între aceste dispozitive nu există o legătură funcţională directă, pentru fiecare paragraf se va face o numerotare separată a formulelor şi figurilor.

Atît teoria funcţionării dispozitivelor descrise în acest capitol cît şi teoria funcţionării diferitelor scheme de utilizare, constituie şi în prezent obiect de cercetare pe plan mondial; nefiind încă teorii unanim acceptate, pentru fiecare dispozitiv se prezintă una din teoriile existente, făcîndu-se referiri succinte şi la alte teorii sau interpretări.

VI.2. Diode IMPATT

VI. 2. 1. Construcţie, funcţionare, caracteristici statice

În diodele IMPATT (*Imp*act Ionization *A*valanche and *T*ransit *T*ime) se foloseşte ionizarea de impact în avalanşă şi timpul de tranzit al purtătorilor pentru a obţine o rezistenţă negativă în domeniul microundelor ($f = 10^8 \div 10^{12}$ Hz). Fixînd dioda într-o cavitate rezonantă acordată „inductiv" (întrucît rezistenţa negativă are în paralel o capacitate de barieră) are loc micşorarea pierderilor din sistem, făcînd posibil proce-

sul de amplificare sau generare al oscilaţiilor; în prezent diodele IMPATT sînt dispozitivele care pot furniza cele mai mari puteri la frecvenţe ultraînalte (5 W la 15 GHz) cu randamentul cel mai ridicat (43% la 5 GHz).

Posibilitatea obţinerii de rezistenţe negative în diodele semiconductoare, datorită timpului de tranzit, este semnalată de Shockley [1]. Pentru ca dioda să funcţioneze în regim de IMPATT trebuie să fie polarizată invers iar dimensiunile şi profilul de dopare să fie convenabil alese; tipurile de bază sînt: dioda Read, joncţiunea PN abruptă şi puternic asimetrică, joncţiunea PN gradată şi dioda PIN.

Prima structură adecvată pentru funcţionarea în microunde este propusă de Read [2] iar funcţionarea acestei structuri în regim de IMPATT este obţinută de Lee şi colab. [3]. Dioda Read (fig. 6.2.1 *a*) conţine o structură N^+PIP^+ (sau duala sa P^+NIN^+), formată din două regiuni puternic dopate, separate printr-o regiune de mare rezistivitate. Aplicînd tensiuni inverse mari se formează o regiune de sarcină spaţială care se întinde practic pe toată porţiunea slab dopată între N^+ şi P^+ (fig. 6.2.1 *b*); cîmpul electric este maxim la joncţiunea N^+P (fig. 6.2.1 *c*). Pe o anumită distanţă x_a din imediata apropiere a regiunii N^+ valoarea cîmpului este suficient de mare pentru a produce multiplicarea în avalanşă a purtătorilor prin ionizare de impact; electronii sînt imediat captaţi de regiunea N^+ iar golurile sub influenţa cîmpului se deplasează spre regiunea P^+, traversînd regiunea de sarcină spaţială. Distingem astfel în dioda Read două regiuni funcţional diferite: regiunea de multiplicare în avalanşă ($0 \leqslant x \leqslant x_a$) şi regiunea de tranzit (drift) ($x_a \leqslant x \leqslant w$), pe care golurile o străbat în timpul $\tau_t = L/v_s$. Apariţia rezistenţei negative în domeniul microundelor poate fi explicată astfel [2], [6], [7]. Presupunem că la bornele diodei este aplicată tensiunea inversă V_{cr} puţin mai mică decît cea necesară pentru declanşarea multiplicării în avalanşă; prin suprapunerea unei tensiuni sinusoidale de mică amplitudine şi pulsaţie ω_1 (fig. 6.2.2 *a*) în semiperioada pozitivă are loc creşterea curentului prin joncţiunea N^+P (regiunea de avalanşă) iar în semiperioada negativă acest curent scade (fig. 6.2.2 *b*). Datorită faptului că procesul de multiplicare în avalanşă nu este instantaneu ci are o constantă de timp τ_a, curentul atinge valoarea maximă aproximativ după un sfert de perioadă. Golurile rezultate în regiunea de avalanşă se deplasează spre electrodul negativ traversînd regiunea de tranzit; avînd în vedere că viteza purtătorilor în regiunea de tranzit nu poate depăşi o anumită valoare de saturaţie (limită) v_s, rezultă că curentul din circuitul exterior va fi întîrziat faţă de curentul din regiunea de avalanşă cu timpul τ_t, determinat de dimensiunile regiunii de tranzit. Luînd dimensiuni adecvate se poate realiza regimul optim în care τ_t este egal tot cu un sfert de perioadă [2]; astfel pentru regimul optim vom avea $\omega_1 (\tau_a + \tau_t) = \pi$ şi dioda prezintă o rezistenţă negativă pentru circuitul exterior.

Condiţia de străpungere în avalanşă este (vezi IV.10)

$$\int_0^w <\alpha> \, \mathrm{d}x = 1, \tag{6.2.1}$$

unde s-a notat

$$<\alpha_p> = \alpha_p \exp\left\{-\int_x^w (\alpha_p - \alpha_n)\,dx\right\}, \qquad (6.2.2)$$

$$<\alpha_n> = \alpha_n \exp\left\{-\int_x^w (\alpha_n - \alpha_p)\,dx\right\}. \qquad (6.2.3)$$

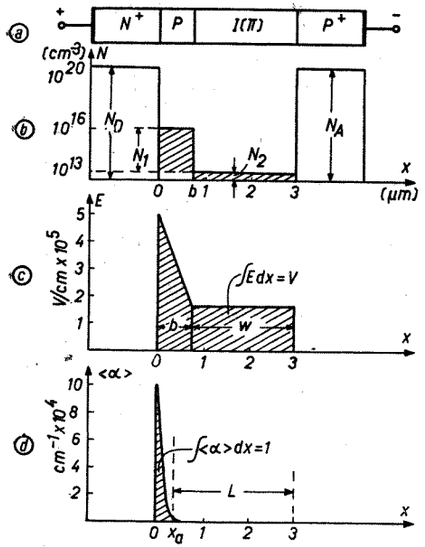


Fig. 6.2.1

iar în cazul Ge şi GaAs coeficienţii de ionizare pentru electroni şi goluri sînt egali $<\alpha_n> = <\alpha_p> = <\alpha>$; la Si $\alpha_n \neq \alpha_p$. Datorită dependenţei puternice

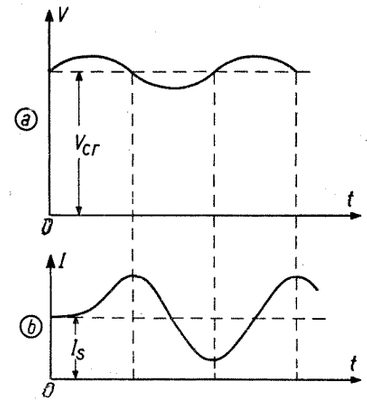


Fig. 6.2.2

a coeficienţilor α_n, α_p de cîmp condiţia (6.2.1) de străpungere în avalanşă este satisfăcută numai pentru un spaţiu foarte mic $0 \div x_a$ din imediata apropiere a suprafeţei fizice de separaţie N^+P (fig. 6.2.1 *d*); alături de x_a, căderea de tensiune pe regiunea de avalanşă V_a constituie un parametru important ce influenţează valoarea curentului şi randamentul diodelor Read. Cîmpul electric ia valoarea maximă în punctul $x = 0$ (expresia sa poate fi dedusă similar ca pentru joncţiunea PN abruptă sau gradată, vezi IV.2); pentru spaţiul $0 \leqslant x \leqslant b$ avem

$$E_{(x)} = E_m - \frac{qx N_1}{\varepsilon}, \qquad (6.2.4)$$

iar pentru spaţiul $b \leqslant x \leqslant w$ avem

$$E_{(x)} = E_m - \frac{qb N_1}{\varepsilon} - \frac{qN_2 (x - b)}{\varepsilon}. \qquad (6.2.5)$$

Trebuie precizat că funcţionarea structurii P^+NIN^+ este total analoagă cu cea a structurii N^+PIP^+ descrisă mai sus.

Ne referim acum pe scurt la celelalte tipuri de diode ce pot funcţiona în regim de IMPATT.

La joncţiunea abruptă puternic asimetrică (fig. 6.2.3) se constată că regiunea de trecere poate ocupa aproape întreaga regiune slab dopată (fig. 6.2.3 *b*), cîmpul electric are valoarea maximă la suprafaţa fizică de separaţie N^+P iar regiunea de avalanşă este localizată pe un spaţiu foarte mic (fig. 6.2.3 *c*).

În cazul joncţiunilor gradate (fig. 6.2.4) cîmpul electric are valoarea maximă E_m la mijlocul regiunii de trecere şi se distribuie simetric de ambele părţi ale suprafeţei NP (fig. 6.2.4 *c*). Condiţia de multiplicare în avalanşă este satisfăcută pe un spaţiu ceva mai larg (fig. 6.2.4 *d*); asimetria faţă de axa $x = 0$ se datoreşte faptului că la Si $\alpha_n \neq \alpha_p$ [9].

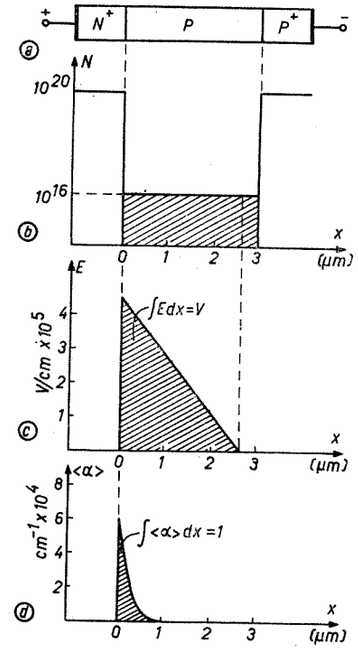


Fig. 6.2.3

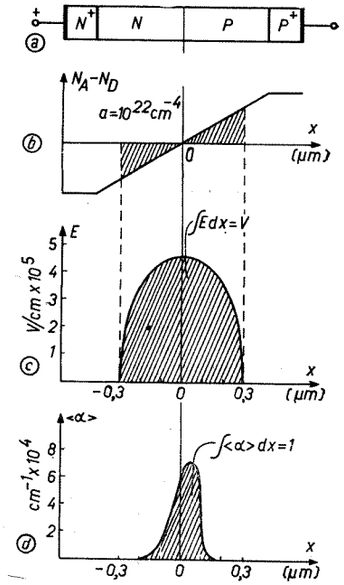


Fig. 6.2.4

La diodele NIP (PIN) cîmpul electric este uniform în toată regiunea intrinsecă (fig. 6.2.5 *c*) iar regiunea de avalanşă (condiţia $\int <\alpha> dx = 1$) se întinde de asemenea pe întreaga regiune I (fig. 6.2.5 *d*); prin urmare regiunea de tranzit se confundă cu regiunea de avalanşă.

Revenind la dioda Read observăm că prin modificarea unor parametri, b, N_1, w, pot fi obținute joncțiunile PIN și abruptă asimetrică (N^+P). Astfel făcînd $b \to 0$ se obține dioda NIP avînd lărgimea regiunii intrinseci egală cu w; dacă $b > l_{N1}$, unde l_{N1} este lărgimea regiunii de trecere în N_1 cînd tensiunea aplicată asigură multiplicarea în avalanșă, atunci dioda Read se comportă ca o joncțiune N^+P abruptă asimetrică. Dioda Read constituie o structură de compromis între cele două tipuri de diode; prin modificarea parametrilor indicați mai sus se pot obține performanțele dorite.

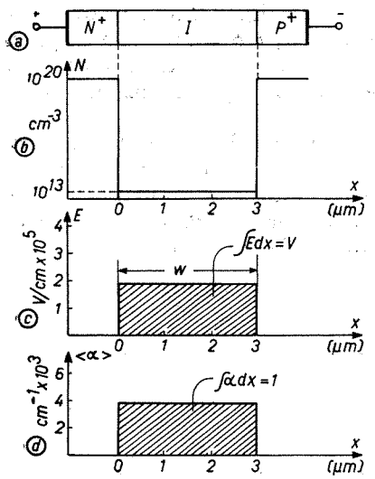


Fig. 6.2.5

În funcționarea diodelor IMPATT este important de stabilit influența parametrilor b, N_1, w asupra valorii tensiunii de străpungere și asupra regiunilor de avalanșă și de tranzit. La dioda Read și joncțiunea N^+P abruptă regiunea de multiplicare în avalanșă se reduce la un spațiu foarte mic în apropierea suprafeței fizice de separație dintre regiuni. Lărgimea regiunii de avalanșă se definește ca distanța în limitele căreia integrala de ionizare (6.2.1) ajunge la valoarea 0,95

$$\int_0^{x_a} <\alpha> \mathrm{d}x = 0{,}95, \tag{6.2.6}$$

În cazul joncțiunilor gradate lărgimea regiunii de avalanșă se determină din relația

$$\int_{-x_{a/2}}^{x_{a/2}} <\alpha> \mathrm{d}x = 0{,}95, \tag{6.2.7}$$

iar la diodele NIP coincide cu lărgimea regiunii intrinseci.

În figura 6.2.6 *a* se arată variația tensiunii de străpungere funcție de b, la diferite concentrații N_1 [9], [10]. Pentru valori $b \to 0$ graficul indică tensiunea de străpungere a diodei NIP, alăturat în stînga fiind indicată lărgimea regiunii intrinseci a diodei; de exemplu pentru $w = 10$ μm, $V = 250$ V, pentru $w = 1$ μm $V \simeq 35$ V. Pentru valori intermediare ale lui b (w și N_1 fiind fixate), tensiunea de străpungere scade odată cu creșterea lui b; linia punctată oblică indică valorile lui b pentru care $b = l_{N1}$, prin urmare la dreapta acestei linii dioda Read se comportă ca o joncțiune N^+P abruptă.

În figura 6.2.6 *b* se arată variația lărgimii de avalanșă x_a funcție de b, avînd w ca parametru; se constată că pentru $b \to 0$ (diode NIP) $x_a = w$, în timp ce la valori mari ale lui b ($b > l_{N1}$) avem o joncțiune N^+P abruptă și x_a rămîne constant.

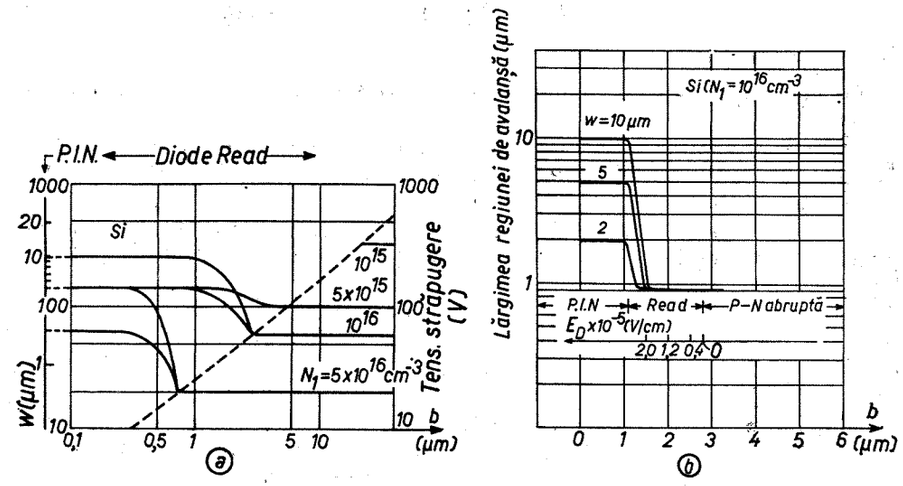


Fig. 6.2.6

Pentru valori intermediare ale lui b, diode Read, x_a mai întîi scade (la cîmpuri E mari) apoi rămîne aproximativ constant, fiind egal cu x_a al joncțiunii N^+P abrupte; lărgimea regiunii de avalanșă este determinată în principal de concentrația N_1.

Tehnologic, diodele IMPATT se pot realiza prin creșteri epitaxiale sau microaliere, metode ce permit obținerea de structuri abrupte.

VI. 2. 2. Regimul alternativ de semnal mic al diodelor IMPATT

Determinarea parametrilor și schemelor echivalente de semnal mic ale diodelor IMPATT a constituit obiectul a numeroase cercetări [2] — [5], [11] — [17]. Principalele mărimi ce caracterizează funcționarea diodelor IMPATT la semnale alternative mici sînt următoarele.

1) *Timpul de tranzit* τ_t *și unghiul de tranzit* θ_t, care se determină din relațiile

$$\tau_t = w/v_s; \quad \theta_t = \omega\tau_t = \omega w/v_s, \tag{6.2.8}$$

unde w este lărgimea totală a regiunii de trecere (pe care se întinde cîmpul electric), iar v_s este viteza de drift limită (de saturație) a purtătorilor.

2) *Impedanța în curent alternativ* $\underline{Z}$ (*admitanța* $\underline{Y}$).

$$\underline{Z} = \frac{\mathbf{V}_1}{\mathbf{I}_1} = R + \mathrm{j}X\,; \quad \underline{Y} = \frac{1}{\underline{Z}} = G + \mathrm{j}B, \tag{6.2.9}$$

unde $\mathbf{V}_1$ și $\mathbf{I}_1$ reprezintă componentele alternative totale ale tensiunii și curentului.

3) *Frecvența de rezonanță* f_r, reprezintă frecvența pentru care partea imaginară a admitanței B devine zero, adică se schimbă de la inductivă spre capacitivă.

4) *Frecvența de tăiere* f_c, reprezintă frecvența limită la care partea reală a admitanței G devine zero, adică își schimbă semnul de la pozitiv spre negativ.

5) *Factorul de calitate* Q definit ca raportul [4]

$$Q = B/G, \tag{6.2.10}$$

dacă G este negativ și Q va fi negativ. Pentru schemele de oscilație se preferă un Q negativ de amplitudine (valoare) mică. Adesea se mai introduce factorul de creștere g definit prin relația $g = -1/2Q$.

6) *Frecvența optimă* f_{opt} reprezintă frecvența pentru care, în condițiile unui curent continuu fixat, factorul de calitate $|Q|$ are valoarea minimă.

Teoria Read-Gilden, Hines-Johnson

Prima analiză a funcționării diodelor IMPATT la semnalele alternative mici este dată de Read [2], făcîndu-se anumite ipoteze simplificatoare; cercetările ulterioare sînt îndreptate spre precizarea aproximărilor din teoria lui Read. În această direcție se disting două căi: prima se referă la dezvoltarea teoriei diodelor Read [11]—[14], [16], [17], a doua înglobează într-o teorie generală toate diodele ce pot funcționa în regim de IMPATT [4], [5], [15]. În legătură cu valabilitatea precizărilor aduse de diferiți autori nu există încă unanimitate de păreri; de exemplu în [6] se afirmă că aproximările făcute în teoria lui Gilden și Hines [11] sînt mai grosiere decît cele făcute de Read (întrucît neglijează reacția dintre diferitele regiuni ale diodei), pe cînd în [10] se afirmă că teoria Gilden-Hines constituie o dezvoltare a teoriei lui Read (în sensul precizării diferitelor aproximări).

În continuare se prezintă teoria de semnal mic conform lucrărilor [2], [11], [13] cu unele generalizări din [4], [5]. Mărimile alternative vor

fi notate cu indicele suplimentar 1. Modelul în curent alternativ pentru dioda Read este arătat în figura 6.2.7 *a* în care distingem trei regiuni: 1) regiunea de avalanșă de lărgime foarte mică; 2) regiunea de tranzit și 3) regiunea inactivă în care sînt concentrate rezistențele ohmice parazite (de volum).

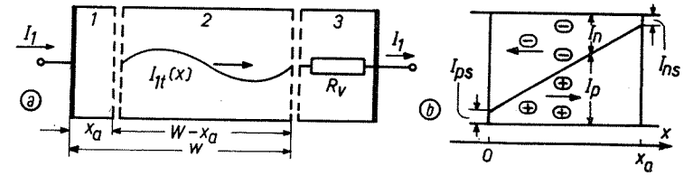


Fig. 6.2.7

Ecuațiile de bază de la care se pornește sînt (neglijînd generația termică, componentele de difuzie ale curenților și considerînd aria diodei $S = 1$)

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon}(N_D^+ - N_A^- + p - n), \tag{6.2.11}$$

$$I_n = qn\,v_{sn}\,; \quad I_p = qp\,v_{sp}\,; \quad I = I_p + I_n, \tag{6.2.12}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q}\frac{\partial I_p}{\partial x} + \alpha_n\, nv_{sn} + \alpha_p\, pv_{sp}, \tag{6.2.13}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\frac{\partial I_n}{\partial x} + \alpha_n\, nv_{sn} + \alpha_p\, pv_{sp}, \tag{6.2.14}$$

unde vitezele limită v_{sn}, v_{sp} și coeficienții de ionizare α_n, α_p sînt funcții neliniare de intensitatea cîmpului electric; ε este permitivitatea electrică a semiconductorului. Ultimii doi termeni din ecuațiile (6.2.13), (6.2.14) se referă la generarea de purtători prin multiplicarea în avalanșă.

Rezolvarea sistemului (6.2.13), (6.2.14) în cazul general este practic imposibilă; se pot găsi soluții aproximative făcînd următoarele ipoteze simplificatoare: 1) electronii și golurile au coeficienții de ionizare egali; 2) multiplicarea în avalanșă are loc numai în regiunea de avalanșă, ale cărei dimensiunii sînt foarte mici în raport cu regiunea de tranzit; 3) vitezele limită v_{sn} și v_{sp} sînt egale și nu depind de intensitatea cîmpului electric.

a) Regiunea de avalanșă

Adunăm ecuațiile (6.2.13), (6.2.14), ținem seama de (6.2.12) și prin integrare se obține (ținînd cont de ipotezele simplificatoare)

$$\tau_a \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = -(I_p - I_n)\Big|_0^{x_a} + 2I\int_0^{x_a} \alpha\,\mathrm{d}x, \tag{6.2.15}$$

unde $\tau_a = x_a/v_s$ este timpul de tranzit al regiunii de avalanșă . Punem condițiile la limită (fig. 6.2.7 *b*)

$$\left.\begin{aligned} x = 0 &\begin{cases} I_p = I_{ps}, \\ I_p - I_n = 2I_{p,} - I, \end{cases} \\ x = x_a &\begin{cases} I_n = I_{ps}, \\ I_p - I_n = -2I_{ns} + I, \end{cases} \end{aligned}\right\} \tag{6.2.16}$$

și introducîndu-le în (6.2.15) se obține

$$\frac{\tau_a}{2}\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = I\left[\int_0^{x_a} \alpha\,\mathrm{d}x - 1\right] + I_s, \tag{6.2.17}$$

unde $I_s = I_{ps} + I_{ns}$.
În regim de curent continuu $I = I_0$ și (6.2.17) devine

$$I_0 = \frac{I_s}{1 - \int_0^{x_a} \alpha\,\mathrm{d}x}. \tag{6.2.18}$$

Pentru rezolvarea ecuației (6.2.17) se propun diferite aproximări; în [2] se propune aproximarea $\alpha \simeq E^m$, unde m este o constantă, și se obține soluția

$$\ln\frac{i_a(t)}{I_0} = \frac{2(m+1)}{\omega\tau_a}\cdot\frac{E_{1a}}{E_0}(1 - \cos\omega t), \tag{6.2.19}$$

unde E_{1a} este componenta alternativă a cîmpului în regiunea de avalanșă; dificultatea constă în determinarea constantei m pentru un eșantion dat.

În [11] se propune o altă aproximare care permite găsirea mai directă a impedanței și frecvenței de rezonanță pentru regiunea de avalanșă; astfel pentru α se ia o valoare medie $\bar{\alpha}$ și neglijînd I_s (6.2.17) devine

$$\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = \frac{2I}{\tau_a}(\bar{\alpha}\, x_a - 1). \tag{6.2.20}$$

Considerăm că toate mărimile au o componentă continuă și una alternativă, deci

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{I} &= I_0 + I_{1a}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}, \\ \mathbf{E} &= E_0 + E_{1a}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}, \\ \bar{\alpha} &= \alpha_0 + \alpha_{1a}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \simeq \alpha_0 + \alpha' E_{1a}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}, \\ \bar{\alpha}x_a &= 1 + x_a\,\alpha' E_{1a}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}, \end{aligned}\right\} \tag{6.2.21}$$

unde $\alpha' = \partial\alpha/\partial E$.
Introducînd în (6.2.17) și neglijînd produsele de ordin superior (condiții de semnal mic) se obține componenta alternativă de conducție a curentului în regiunea de avalanșă

$$\mathbf{I}_{1a} = \frac{2\alpha' x_a I_0 E_{1a}}{\mathrm{j}\omega\,\tau_a}. \tag{6.2.22}$$

Concomitent în regiunea de avalanșă va exista și un curent de deplasare (capacitiv)

$$\mathbf{I}_{1ad} = \mathrm{j}\omega\,\varepsilon E_{1a}. \tag{6.2.23}$$

Din (6.2.22) se observă că pentru un cîmp dat $\mathbf{I}_{1a}$ variază invers proporțional cu pulsația, deci are un caracter inductiv; reiese că regiunea de avalanșă se comportă ca un circuit paralel L_a, C_a (fig. 6.2.8 *a*), unde

$$\left.\begin{aligned} L_a &= \tau_a/2\alpha' I_0, \\ C_a &= \varepsilon/x_a. \end{aligned}\right\} \tag{6.2.24}$$

Frecvența de rezonanță a regiunii de avalanșă este

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_a C_a}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{2\alpha' v_s I_0}{\varepsilon}} = K_a\sqrt{I_0}, \tag{6.2.25}$$

adică f_r variază direct proporțional cu rădăcina pătrată din curentul continuu.

Impedanța regiunii de avalanșă are expresia

$$\underline{Z}_a = \frac{1}{\mathrm{j}\omega\,C_a}\,\frac{1}{1 - \omega^2/\omega_r^2} \tag{6.2.26}$$

b. Regiunea de tranzit

Pentru a determina parametrii ce caracterizează regiunea de tranzit sînt necesare cîteva precizări asupra naturii diferitelor componente ale curentului. În orice secțiune traversală a diodei curentul alternativ total I_1 (componenta de conducție și componenta de deplasare) este o mărime independentă de x. Presupunînd că regiunea de avalanșă este foarte mică, curentul I_{1a} intră fără întîrziere în regiunea de tranzit unde se propagă ca o undă neatenuată cu viteza v_s

$$I_{1t}(x) = I_{1a}\, e^{-j\omega x/v_s} = \gamma I_1\, e^{-j\omega x/v_s}, \tag{6.2.27}$$

unde $\gamma = I_{1a}/I_1$. În regiunea de tranzit va exista de asemenea un curent de deplasare

$$I_{1td}(x) = j\omega\varepsilon\, E_1(x). \tag{6.2.28}$$

Curentul total va fi

$$I_1 = I_{1t} + I_{1td}; \tag{6.2.29}$$

înlocuind valorile curenților I_{1td} și I_{1t} putem exprima cîmpul electric din regiunea de tranzit, funcție de curent

$$E_1(x) = I_1 \frac{1 - \gamma\, e^{-j\omega x/v_s}}{j\omega\varepsilon}. \tag{6.2.30}$$

Observăm din relația (6.2.26) că

$$\gamma = \frac{I_{1a}}{I_1} = \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_r^2}. \tag{6.2.31}$$

Introducînd această valoare în (6.2.30) și integrînd pe lungimea $w - x_a$, obținem expresia tensiunii alternative la bornele regiunii de tranzit

$$V_{1t} = I_1 \frac{w - x_a}{j\omega\varepsilon}\left[1 - \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_r^2}\left(\frac{1 - e^{-j\theta_t}}{j\theta_t}\right)\right], \tag{6.2.32}$$

unde unghiul și timpul de tranzit au expresiile

$$\left.\begin{aligned} \theta_t &= \frac{\omega(w - x_a)}{v_s} = \omega\,\tau_t, \\ \tau_t &= \frac{w - x_a}{v_s}. \end{aligned}\right\} \tag{6.2.33}$$

Precizînd că pentru regiunea de tranzit capacitatea are expresia (aria $S = 1$)

$$C_t = \varepsilon/(w - x_a), \tag{6.2.34}$$

din (6.2.32) se poate defini impedanța regiunii de tranzit [11]

$$\underline{Z}_t = \frac{V_{1t}}{I_1} = \frac{1}{\omega C_t}\left[\frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_r^2}}\left(\frac{1 - \cos\theta_t}{\theta_t}\right)\right] + \\ + \frac{j}{\omega C_t}\left[-1 + \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_r^2}}\left(\frac{\sin\theta_t}{\theta_t}\right)\right]. \tag{6.2.35}$$

La frecvențe $\omega > \omega_r$ partea reală (rezistența) devine negativă, exceptînd valorile $\theta_t = 2\pi n$ (n întreg) unde devine zero; la frecvențe $\omega < \omega_r$ rezistența este pozitivă, tinzînd la o valoare limită cînd $\omega \to 0$

$$R(\omega \to 0) = \frac{\tau_t}{2C_t} = \frac{(w - x_a)^2}{2\varepsilon V_s} = R_0. \tag{6.2.36}$$

Rezistența R_0 de semnal mic și joasă frecvență este consecința faptului că deplasarea purtătorilor în regiunea de tranzit cauzează o variație (cădere) de tensiune în această regiune.

Impedanța totală a diodei Read este

$$\underline{Z} = \underline{Z}_a + \underline{Z}_t + R_v \tag{6.2.37}$$

unde R_v este rezistența regiunii inactive; înlocuind pe $\underline{Z}_a$ și $\underline{Z}_t$ se obține

$$\underline{Z} = \frac{(w - x_a)^2}{2\varepsilon V_s}\left(\frac{1}{1 - \omega^2/\omega_r^2}\right)\frac{1 - \cos\theta_t}{\theta_t^2/2} + R_v + \\ + \frac{j}{\omega C_t}\left[\frac{\sin\theta_t}{\theta_t} - 1 - \frac{\frac{\sin\theta_t}{\theta_t} + \frac{x_a}{w - x_a}}{1 - \omega^2/\omega_r^2}\right]. \tag{6.2.38}$$

La unghiuri mici de tranzit $\theta_t < \pi/4$ expresia impedanței se simplifică

$$\underline{Z} = \frac{(w - x_a)^2}{2\varepsilon v_s(1 - \omega^2/\omega_r^2)} + R_v + \frac{j}{\omega C}\left(\frac{-1}{1 - \omega^2/\omega_r^2}\right) = \\ = R_D + R_v + jX = R + jX, \tag{6.2.39}$$

unde $C = \varepsilon/w$ reprezintă capacitatea totală a diodei.

Schema echivalentă este arătată în figura 6.2.8*b* iar în figura 6.2.8*c* se arată variația cu frecvența a părților reală și imaginară a impedanței.

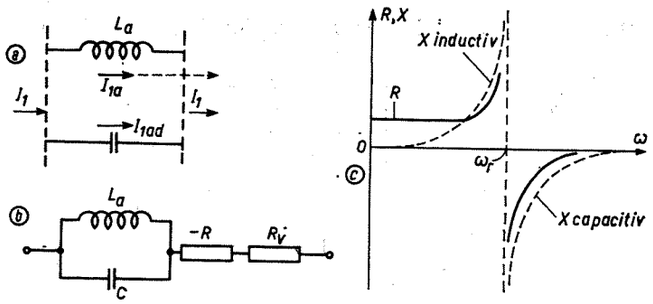


Fig. 6.2.8

În lucrarea lui Johnson [12] se ține seama în mod explicit de influența curentului din regiunea de tranzit asupra proceselor din regiunea de avalanșă iar pentru coeficienții de ionizare se introduc aproximări de forma

$$\left.\begin{aligned} \alpha_n &= \alpha_n(\infty)\exp\{-b_n/E\},\\ \alpha_p &= \alpha_p(\infty)\exp\{-b_p/E\},\\ \alpha_p/\alpha_n &= \gamma_1, \end{aligned}\right\} \qquad (6.2.40)$$

unde $\alpha_n(\infty)$, $\alpha_p(\infty)$ sînt valorile limită pentru materialul respectiv iar b_n, b_p, γ_1 sînt constante; schema echivalentă se obține sub forma unui circuit paralel L_a, C, G, înseriat cu rezistența R_v.

În lucrările lui Misawa [4], [5] este dezvoltată teoria generală de semnal mic, aplicabilă la toate structurile ce pot funcționa în regim de IMPATT.

Din teoria de semnal mic pot fi precizate următoarele concluzii [10].

1) Există o grupă mare de diode cu profile de cîmp și dopare variate care, pentru anumite tensiuni de polarizare, prezintă o rezistență negativă în microunde.

2) Frecvența de rezonanță f_r (și frecvența de tăiere f_c) sînt funcție de $\sqrt{I_0}$, unde I_0 reprezintă componenta continuă a curentului.

3) Pentru un I_0 dat frecvențele f_r și f_c descresc odată cu creșterea regiunii de avalanșă (la diodele PIN nu există frecvență de tăiere).

4) Odată cu creșterea regiunii de avalanșă, regiunea de tranzit rămînînd constantă, domeniul de curenți și tensiuni pentru care există rezistență negativă se lărgește, iar rezistența scade în modul.

5) Pentru a obține frecvențe de oscilație cît mai ridicate, trebuie micșorată regiunea de tranzit.

6) La curenți I_0 mici performanțe superioare în regim de oscilație se obțin cînd regiunea de avalanșă se micșorează;

7) La materialele cu coeficienți mari de ionizare rezistența negativă, impusă de o anumită valoare dată lui Q, se poate obține la densități mai mici de curent.

VI.2.3. Regimul alternativ de semnal mare

În toate dispozitivele semiconductoare ce funcționează în domeniul microundelor se urmărește obținerea unor puteri mari la frecvențe cît mai ridicate; puterea maximă utilă ce se poate obține de la o diodă IMPATT în domeniul microundelor este limitată în primul rînd de proprietățile materialului (cîmp electric critic de străpungere, viteza limită în regiunea de tranzit), în al doilea rînd de greutatea obținerii unor impedanțe mari la frecvențe ultraînalte.

Pentru a stabili o relație aproximativă între puterea utilă, frecvența de lucru și proprietățile diodei se pornește de la aproximația Read $\alpha = E^m$ adică $\alpha = (E(x)/E_0)^m\,\alpha_0$; tensiunea de străpungere în avalanșă este $V = \int_0^w E(x)\,\mathrm{d}x$. Ținînd seama de condiția de străpungere

$$\int_0^w (E(x)/E_0)^m\,\alpha_0 \mathrm{d}x = 1, \qquad (6.2.41)$$

valoarea maximă a lui V se obține cînd cîmpul este constant în spațiul considerat $E(x) = E_c$, prin urmare

$$V_m = E_c w = \alpha_0^{-1/m}\cdot w^{(m-1)/m}\cdot E_0. \qquad (6.2.42)$$

Curentul maxim ce poate trece prin diodă este limitat în principal de influența pe care acesta o are asupra cîmpului de străpungere; într-adevăr creșterea curentului din regiunea de tranzit duce la creșterea cîmpului electric, creștere care este limitată de procesele de avalanșă ce se pot declanșa. Scrim expresia curentului sub forma

$$I = \rho v_s, \qquad (6.2.43)$$

și ținînd cont de ecuația Poisson ce leagă cîmpul electric de sarcină rezultă

$$\frac{\mathrm{d}E(x)}{\mathrm{d}x} \simeq \frac{I}{\varepsilon v_s}. \qquad (6.2.44)$$

Valoarea maximă a curentului se va obține cînd $dx = w$ și $dE(x) = E_c$

$$I_m = \frac{\varepsilon v_s}{w} E_c. \tag{6.2.45}$$

Teoretic, puterea maximă va fi

$$P_m = V_m I_m = \varepsilon v_s E_c^2 = \alpha_0^{-2/m} \cdot w^{-2/m} \cdot E_0^2 \varepsilon v_s = K_0 \varepsilon v_s. \tag{6.2.46}$$

Considerînd că dioda are capacitatea totală $C = \varepsilon/w$ și că timpul de tranzit $\tau_t = w/v_s$ definește o frecvență caracteristică de tăiere $f = 1/2\pi\tau_t$, relația (6.2.46) se poate aduce la forma

$$P_m = K_0 \frac{v_s^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{Xf^2}, \tag{6.2.47}$$

unde $X = 1/2\pi fC$.

Din expresia (6.2.47) se constată că puterea maximă este limitată de parametrii (constantele) materialului și variază invers proporțional cu pătratul frecvenței.

Analiza funcționării diodelor Read în regim de semnal mare pornește tot de la ecuațiile (6.2.11)÷(6.2.14) însă rezolvarea lor este foarte complicată, nefiind valabile ipotezele simplificatoare enunțate mai sus, fapt pentru care se utilizează aproximații numerice. Pentru o structură dată a diodei se caută soluții numerice pentru ecuațiile de generare și transport a purtătorilor și pentru ecuația de echilibru a sarcinii spațiale; soluțiile, determinate cu ajutorul calculatoarelor, descriu evoluția în timp a diodei și circuitului oscilant. Calculele efectuate au arătat că există două moduri diferite de funcționare a diodelor Read în regim de semnal mare.

a. Modul fundamental IMPATT

Acest regim este studiat în [18], și este analog cu regimul de semnal mic din punct de vedere al funcționării; pentru a evalua randamentul se presupune mai întîi o funcționare cvasiideală. În regiunea de avalanșă ia naștere un impuls de sarcină spațială Q_m cît mai mare posibil, fără a reduce însă cîmpul electric din regiunea de tranzit sub valoarea ce asigură viteza de drift limită v_s. Deplasarea acestei sarcini în regiunea de tranzit dă naștere unei tensiuni alternative de amplitudine aproximativ 1/2 din tensiunea existentă la bornele regiunii de tranzit; la frecvența optimă deplasarea lui Q_m dă naștere unui curent de conducție defazat cu π față de tensiunea alternativă la bornele diodei. Presupunînd că curentul are forma unei unde rectangulare cu valoarea medie I_0 și amplitudinea $2I_0$, puterea alternativă de ieșire este

$$P_\sim = \frac{2I_0}{\pi} \frac{V_D}{2}, \tag{6.2.48}$$

unde V_D este tensiunea la bornele regiunii de tranzit (drift).

Puterea continuă aplicată diodei este

$$P_0 = I_0(V_A + V_D), \tag{6.2.49}$$

unde V_A este tensiunea la bornele regiunii de avalanșă; prin urmare randamentul are expresia [18]

$$\eta = \frac{P_\sim}{P_0} = \frac{1}{\pi} \frac{V_D}{V_A + V_D}. \tag{6.2.50}$$

Așa cum rezultă din relația (6.2.50), puterea alternativă din regiunea de avalanșă se neglijează, avînd un caracter reactiv (curentul este defazat cu $\pi/2$ în urma tensiunii); de asemenea s-a neglijat și puterea componentei de deplasare, care este reactivă. Randamentul este influențat de raportul V_A/V_D; în Ge și GaAs s-a putut realiza $V_A/V_D = 1/3$ și $\eta = 23\%$, pe cînd în Si unde $\alpha_n \simeq 10\ \alpha_p$, $V_A/V_D \simeq 1$ și $\eta = 15\%$. În cazul ideal $V_A \ll V_D$ și $\eta = 30\%$; pentru o construcție dată randamentul depinde în mod esențial de densitatea curentului J_0 (A/cm²).

Pentru o diodă Read $P^+N\nu N^+$ cu $N_1 = 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $N_2 = 10^{15}\text{cm}^{-3}$, $b_1 = 1\ \mu\text{m}$, $w = 6\ \mu\text{m}$ rezultatele obținute pe calculator [18] sînt arătate în figura 6.2.9 pentru patru momente distanțate cu $\pi/4$. Avînd densitatea de curent $J_0 = 1000$ A/cm² randamentul are valoarea $\eta = 9\%$; micșorînd

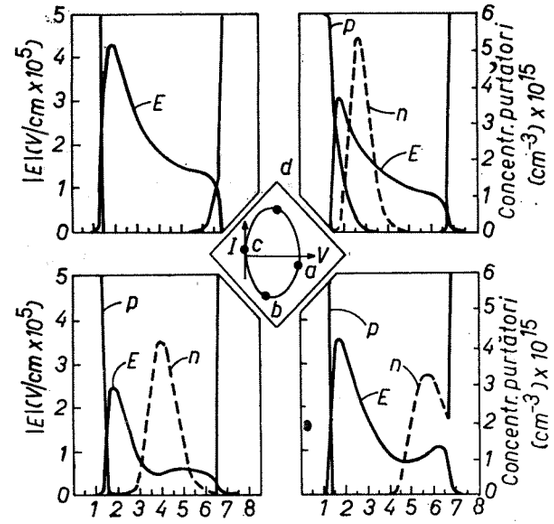


Fig. 6.2.9

densitatea la $J_0 = 200$ A/cm² randamentul devine $\eta = 18\%$. Din figura 6.2.9 (inclusiv diagrama fazorială inserată $I_1 = f(V_1)$) se pot trage unele concluzii asupra procesului de funcționare a diodei : 1) procesul de generare al impulsurilor de electroni și goluri începe cînd tensiunea este maximă și impulsul este total format după un sfert de perioadă ; 2) golurile dispar imediat în timp ce electronii se deplasează într-un interval de timp egal aproximativ cu o jumătate de perioadă, formînd un curent de conducție pozitiv în timp ce tensiunea este negativă ; 3) există un curent de deplasare de valoare mare care acționează în sens direct, în timp ce tensiunea este de asemenea negativă ; 4) pentru mărirea eficienței de modulație a tensiunii și curentului se cere o regiune de avalanșă mare.

b. Modul IMPATT de mare randament

În urma cercetărilor lui Scharfetter și colab. [19] prin simularea pe calculator a funcționării diodei Read la frecvențe mai coborîte decît frecvența de tăiere f_c (determinată în principal de timpul de tranzit) s-a demonstrat teoretic că este posibilă obținerea unor randamente foarte ridicate, în jur de 50% ; acest regim a fost numit regim de mare randament. Spre deosebire de modul IMPATT fundamental propus de teoria inițială a lui Read, este posibil ca în centrul regiunii de sarcină spațială (de tranzit) să se obțină concentrații foarte mari de purtători de ambele semne, electroni și goluri. Urmărind rezultatele obținute pe calculator de Johnston și colab. [20], arătate în figura 6.2.10 se pot trage unele concluzii asupra

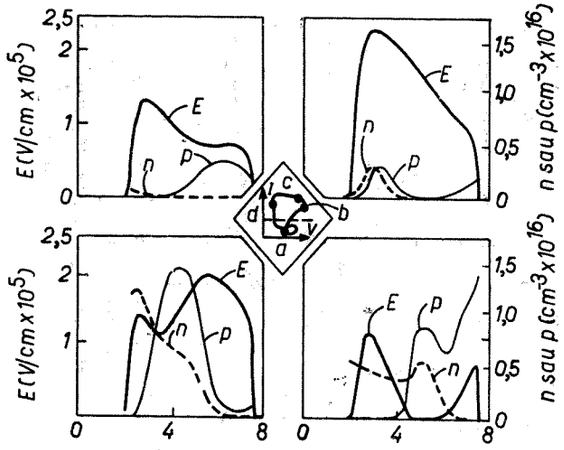


Fig. 6.2.10

joncțiunii diodelor în regimul de mare randament : 1) un ciclu total din diagrama fazorială include o primă etapă de proces IMPATT obișnuit (fig. 6.2.10*a*), începutul unui al doilea ciclu IMPATT (Fig. 6.2.10*b*), începutul unei generări în avalanșă de amplitudine foarte mare ce depășește condițiile Read obișnuite (fig. 6.2.10*c*) și o stare de mare concentrație a purtătorilor și joasă tensiune, începutul căreia este arătat în figura 6.2.10*d*; 2) regiunea de maximă concentrație (plasmă captată) rezultă în urma multiplicării în avalanșă pe o porțiune suficient de întinsă, corespunzătoare regiunii de tranzit din structura Read clasică. Separarea ulterioară a purtătorilor este însoțită de apariția unei regiuni de cîmp mic și de pierderea (captarea) unei părți din purtători.

VI.2.4. Tipuri de oscilații în diodele IMPATT

În lucrarea [7] se propune o clasificare a diferitelor regimuri de oscilații ce pot exista în diodele IMPATT ; schema acestei clasificări este arătată în figura 6.2.11. Autorul distinge două mecanisme principale de oscilație : 1) mecanismul legat de generarea purtătorilor și deplasarea acestora

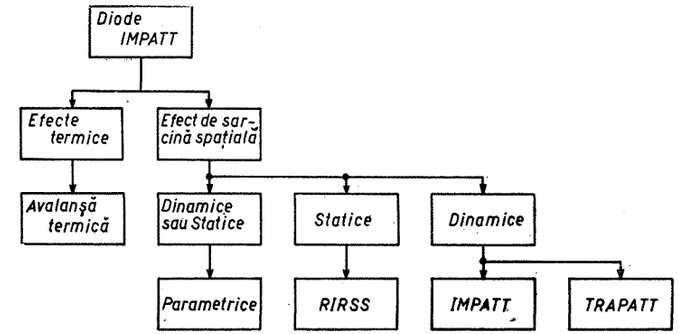


Fig. 6.2.11

în regiunea de sarcină spațială sub influența cîmpului electric ; 2) mecanismul legat de efectele termice ale structurii (generare de purtători și declanșarea oscilațiilor) ; acest mecanism, fiind în general posibil, trebuie evitat în practică căci poate duce ușor la distrugerea diodei; frecvența este limitată de constanta termică.

Conform schemei din figura 6.2.11 DeLoach deosebește două regimuri de oscilații : în regim static și în regim dinamic ; ca tipuri de oscilații avem : oscilații statice, oscilații IMPATT, oscilații TRAPATT (*Tra*pped *P*lasma *A*valanche *T*riggered *T*ransit), oscilații parametrice și oscilații de avalanșă termică.

a. Oscilații în regim static

Caracteristic pentru acest tip de oscilații este faptul că distribuția cîmpului și a sarcinilor în orice moment este foarte aproape de starea staționară, fapt pentru care unii autori numesc acest regim cvasistatic.

Perioada oscilaţiilor trebuie să fie mult mai mare decît timpul de tranzit al purtătorilor prin regiunea de sarcină spaţială. Teoria oscilaţiilor în acest regim a fost elaborată de mai mulţi autori [23]—[26], fiind studiate în special structuri de tipul *PIN*. La această structură există o puternică reacţie inversă în regiunea intrinsecă pe durata procesului de străpungere în avalanşă; imediat după declanşarea procesului de avalanşă are loc creşterea rapidă a curentului care micşorează cîmpul în centrul regiunii intrinseci (fig. 6.2.12*a*) şi drept urmare se micşorează tensiunea la bornele dispozitivului. Caracteristica voltamperică are o porţiune întinsă de rezistenţă negativă (fig. 6.2.12*b*). Acest tip de oscilaţii are randamentul foarte mic şi prezintă o anumită instabilitate a frecvenţei.

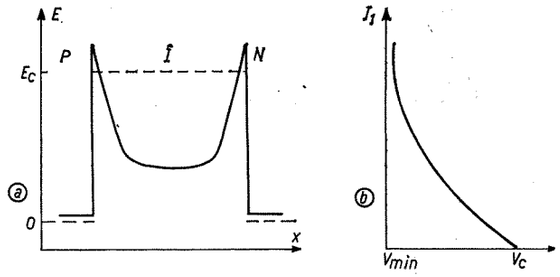


Fig. 6.2.12

b. Oscilaţii în regim dinamic

Se folosesc proprietăţile dinamice ale regiunii de sarcină spaţială (avalanşă şi tranzit) prin care trebuie înţeles că distribuţia cîmpului şi a sarcinilor variază în intervale de timp mult mai mici decît timpul de tranzit. În regim dinamic vor exista unde de sarcină spaţială iar dispozitivul prezintă o rezistenţă negativă dinamică (nu prezintă rezistenţă negativă statică). DeLoach distinge trei tipuri de oscilaţii dinamice : IMPATT, TRAPATT şi parametrice.

1) *Oscilaţii de tip IMPATT.* În această categorie sînt cuprinse oscilaţiile ce se obţin de la diodele Read în regim de semnal alternativ mic şi în regim de semnal mare, „modul fundamental IMPATT"; ele au fost studiate mai sus.

2) *Oscilaţii de tip TRAPATT.* În această categorie sînt cuprinse oscilaţiile obţinute de la diodele ce funcţionează în regim de semnal mare „modul IMPATT de mare rundament"; caracteristic pentru acest tip de oscilaţii este prezenţa „plasmei captate" şi a unei regiuni mobile (progresive) de multiplicare în avalanşă.

În stadiul iniţial de funcţionare sînt generate n oscilaţii de tip IMPATT obişnuit (purtătorii generaţi în regiunea de avalanşă traversează regiunea de tranzit cu viteza limită v_s); apoi în timpul oscilaţiei $n+1$, cînd amplitudinea tensiunii alternative a ajuns la o anumită valoare critică, regiunea de avalanşă începe să se deplaseze prin diodă, lăsînd în urma sa o plasmă cvasineutră formată din electroni şi goluri [20]. Acest proces, reprezentat schematic în figura 6.2.13, poate avea loc la tensiuni mult mai mari decît cea de străpungere, care sînt generate de oscilaţiile iniţiale IMPATT. Fiind dat că în regiunea de avalanşă se generează o mare cantitate de purtători de ambele semne, în spaţiul peste care a trecut avalanşa, cîmpul electric are valori foarte mici; cînd regiunea de avalanşă a străbătut întreaga regiune de tranzit tensiunea la bornele diodei este foarte mică iar dioda este umplută de plasma de înaltă concentraţie care dă naştere unui curent foarte mare (la tensiuni mici). După ce întreaga sarcină a plasmei este absorbită în circuitul extern, dioda se întoarce la starea de înaltă tensiune şi curent mic; alternarea acestor stări asigură generarea oscilaţiilor de frecvenţă ultraînaltă cu randament foarte ridicat.

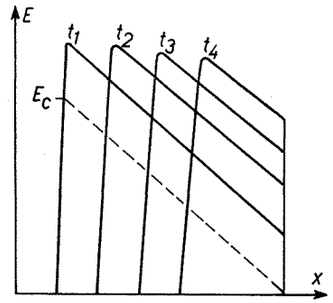


Fig. 6.2.13

Deşi există o anumită asemănare cu oscilaţiile parametrice, în [7] se afirmă că oscilaţiile TRAPATT trebuiesc considerate ca un tip aparte de oscilaţii a diodelor IMPATT; afirmaţia se bazează pe faptul că în oscilaţiile TRAPATT se obţin pe o frecvenţă joasă puteri de 10 ori mai mari decît pe frecvenţa iniţială de excitaţie (IMPATT), iar rolul oscilaţiilor IMPATT este total diferit de cel jucat de frecvenţa de injecţie în oscilaţiile parametrice. Totuşi pentru amorsarea oscilaţiilor TRAPATT sînt necesare oscilaţii IMPATT sau alt impuls de pornire. Întrucît în interiorul plasmei cîmpul este foarte mic viteza purtătorilor este mai mică decît cea limită (de saturaţie) v_s; acest fapt poate constitui un criteriu de apartenenţă a oscilaţiilor date la tipul TRAPATT.

3) *Oscilaţii parametrice.* Orice diodă cu reactanţă neliniară poate fi folosită în schemele de oscilaţie parametrică. Reactanţa neliniară a diodelor IMPATT este determinată de componentele continue ale curentului şi tensiunii în regim de semnal mic, sau de către amplitudinile curentului şi tensiunii în regim de semnal mare; astfel dioda IMPATT poate fi utilizată pentru excitarea oscilaţiilor parametrice dacă pentru frecvenţele date (diferite de frecvenţa IMPATT) circuitul generatorului posedă impedanţa corespunzătoare.

Existenţa oscilaţiilor parametrice în diodele IMPATT a fost stabilită în 1965 [27]; astfel a putut fi explicată apariţia în multe experienţe cu diode IMPATT a unor oscilaţii de frecvenţă diferită de cea impusă prin

regimul IMPATT. Ulterior, pe baza noţiunii de oscilaţie parametrică, diodele IMPATT s-au utilizat pentru conversia de frecvenţă [28].

Se consideră că diodele IMPATT au cele mai largi perspective de utilizare în domeniul microundelor pentru obţinerea de puteri mari; în acest scop se depun eforturi spre a obţine noi prototipuri utilizînd materiale rezistente la temperaturi ridicate (diamant). Principalele avantaje ale diodelor IMPATT sînt [7]: 1) diodele IMPATT pot furniza cele mai mari puteri în microunde (10 W la 10 GHz); 2) posedă cel mai ridicat randament (60% la 1 GHz, 54% la 5 GHz); 3) există o gamă largă de materiale semiconductoare care pot fi utilizate la construcţia acestor diode (Ge, Si, GaAs, diamant, etc.); 4) pot funcţiona la frecvenţe foarte înalte (200 MHz ÷ 340 GHz); 5) pot fi construiţi generatori siguri în exploatare, cu durată mare de funcţionare şi randament ridicat la cel mai scăzut preţ de cost, aproximativ de 10 ori mai mic decît preţul unei instalaţii similare echipate cu clistroane.

VI.3. Diode MIS

Diodele MIS (*M*etal-*I*nsulator-*S*emiconductor) constituie dispozitive semiconductoare la care caracteristicile statice şi parametrii sînt influenţate de stările şi sarcinile de suprafaţă; asemenea structuri au găsit aplicaţii în diodele varactor, de avalanşă (electroluminiscente), cu efect tunel. Studiul structurilor *MIS* şi *MIM* (vezi VI.4) are o deosebită importanţă pentru fabricarea şi explicarea principiului de funcţionare a diferitelor tipuri de tranzistori FET.

În acest paragraf se prezintă pe scurt procesele fizice şi caracteristicile diodelor MIS ideale (se neglijează influenţa stărilor de suprafaţă) apoi se evaluează influenţa stărilor şi sarcinilor de suprafaţă şi a altor factori asupra parametrilor dispozitivului; în final se prezintă exemple de aplicaţii ale structurilor *MIS*.

Teoria completă a stărilor de suprafaţă este dată în monografia [30]. Utilizarea structurilor *MIS* pentru a obţine diode varactor cu parametrii doriţi este propusă în lucrările [31], [32] iar analiza parametrilor şi caracteristicilor în lucrările [33], [34]. Pentru anumite profile de dopare şi grosimi ale stratului izolator în structurile MIS poate avea loc un efect tunel intens şi dioda va prezenta o rezistenţă negativă [35].

VI.3.1. Dioda MIS ideală

O structură *MIS* este formată din placa metalică *M*, stratul izolator *I* şi substratul semiconductor *S* (fig. 6.3.1) care poate fi de tip *N* sau *P*. Modelul de zone energetice pentru dioda MIS ideală este arătat în figura 6.3.2*a* în cazul semiconductorului de tip *N* şi în figura 6.3.2*b* în cazul semiconductorului de tip *P*; notaţiile din figuri sînt următoarele: W_M este

funcţia de lucru a metalului, $W_{\Psi I}$, $W_{\Psi S}$ sînt afinităţile electronice ale izolatorului şi semiconductorului, W_{F0} reprezintă nivelul Fermi al semiconductorului intrinsec, W_1 reprezintă bariera energetică dintre metal şi izolator.

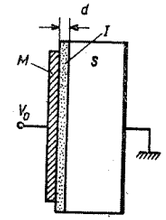


Fig. 6.3.1

Condiţiile care definesc o diodă MIS ideală sînt:

1) Dacă $V_0 = 0$ (polarizare nulă) diferenţa dintre funcţiile de lucru ale metalului şi semiconductorului este zero; în cazul semiconductorului de tip *N*

$$W_{MS} = W_M - W_S = W_M - (W_{\Psi S} - W_g/2 - W_B) = 0, \quad (6.3.1)$$

în cazul semiconductorului de tip *P*

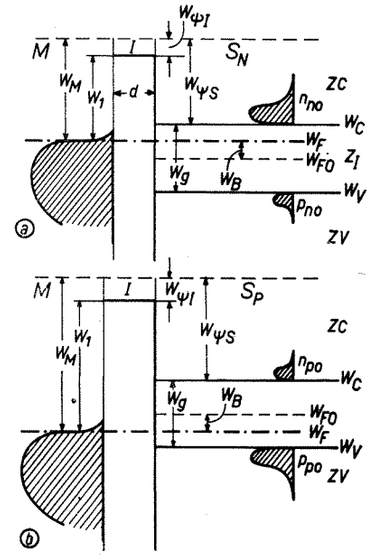


Fig. 6.3.2

$$W_{MS} = W_M - W_S = W_M - (W_{\Psi S} - W_g/2 + W_B) = 0. \quad (6.3.2)$$

Prin urmare nivelul Fermi are aceeaşi valoare în cele trei medii şi nu apare o barieră energetică (condiţia de zonă plată).

2) În lipsa polarizării singurele sarcini care pot exista sînt cele din semiconductor şi de pe faţa metalului adiacentă izolatorului (egale şi de semn opus).

3) În cazul polarizării continue nu există transport de sarcină prin izolator a cărui rezistenţă se presupune infinită.

a. Regiunea de sarcină spaţială

Presupunem o structură formată din metal-izolator-semiconductor de tip *P* (fig. 6.3.3*a*) pe care se aplică o tensiune pozitivă V_0 (borna „+" pe metal). Pentru studiul distribuţiei purtătorilor în regiunea de trecere

se introduce un potențial $V = W/q$, măsurat în raport cu nivelul Fermi W_{F0}, care este zero în volumul semiconductorului și egal cu $V_S = W_S/q$ la suprafața de separație cu izolatorul. Cu aceste notații, variația purtătorilor în regiunea de trecere este determinată de relațiile

$$p_p = p_{p0}\ e^{-V/V_T}, \tag{6.3.3}$$

$$n_p = n_{p0}\ e^{V/V_T}, \tag{6.3.4}$$

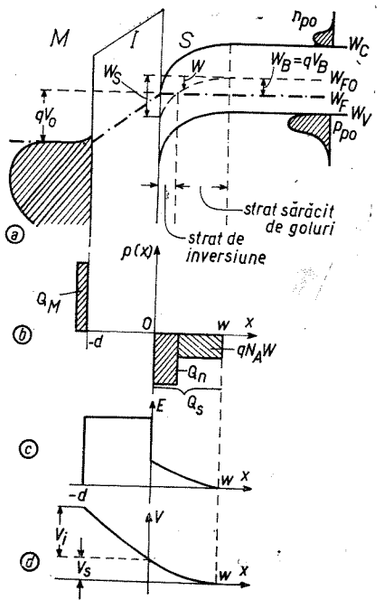


Fig. 6.3.3

iar la suprafața de separație cu izolatorul

$$p_s = p_{p0}\ e^{-V_S/V_T}, \tag{6.3.5}$$

$$n_s = n_{p0}\ e^{V_S/V_T}. \tag{6.3.6}$$

În funcție de valoarea și semnul potențialului V_S distingem următoarele cazuri: 1) $V_S<0$ acumulare de goluri (strat de acumulare); 2) $V_S = 0$ — condiția de zonă plată; 3) $V_B>V_S>0$ — sărăcire de goluri; 4) $V_S = V_B$ concentrațiile purtătorilor sînt egale; 5) $V_S>V_B$ — strat de inversiune (acumulare de electroni, așa cum este arătată în fig. 6.3.3*a*).

Urmează determinarea graficelor de variație pentru sarcina Q, cîmpul electric E și potențialul V; plecăm de la ecuația lui Poisson în cazul unidimensional

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon}, \tag{6.3.7}$$

unde

$$\rho(x) = q\,[N_D^+ - N_A^- + p - n] = q\,[p_{p0}\,(e^{-V/V_T}-1) - n_{p0}(e^{V/V_T}-1)]. \tag{6.3.8}$$

Efectuînd integrarea de la semiconductor spre suprafața de separație se obține expresia cîmpului electric [36]

$$E^2 = (2V_T)^2\left(\frac{qp_{p0}}{2\varepsilon V_T}\right)\left[\left(e^{-V/V_T} + \frac{V}{V_T} - 1\right) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\left(e^{-V/V_T} - \frac{V}{V_T} - 1\right)\right], \tag{6.3.9}$$

deci

$$E = -\frac{dV}{dx} = \pm\frac{2V_T}{L_D}F\,(V/V_T,\ n_{p0}/p_{p0}), \tag{6.3.10}$$

unde s-a notat

$$L_D = \left(\frac{2\varepsilon V_T}{qp_{p0}}\right)^{1/2}, \tag{6.3.11}$$

$$F\,(V/V_T,\ n_{p0}/p_{p0}) = \left[\left(e^{-V/V_T} + \frac{V}{V_T} - 1\right) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\left(e^{V/V_T} - \frac{V}{V_T} - 1\right)\right]^{1/2} \geqslant 0; \tag{6.3.12}$$

mărimea L_D poartă denumirea de lungime extrinsecă Debye a golurilor. În (6.3.10) semnul „+" se ia pentru $V>0$ iar semnul „−" pentru $V<0$; la suprafața de separație cu izolatorul intensitatea cîmpului are expresia

$$E_S = \pm\frac{2V_T}{L_D}F\,(V_S/V_T, n_{p0}/p_{p0}). \tag{6.3.13}$$

Sarcina spațială pe unitate de suprafață care produce cîmpul E_S va fi

$$Q_S = \varepsilon E_S = \mp\frac{2\varepsilon V_T}{L_D}F\,(V_S/V_T,\ n_{p0}/p_{p0}). \tag{6.3.14}$$

În cazul existenței stratului de inversiune, variația sarcinii Q este arătată în figura 6.3.3 *b*; din figură se observă că

$$Q_M = Q_n + qN_Aw = Q_S, \tag{6.3.15}$$

unde Q_n reprezintă sarcina electronilor din stratul de inversiune. Variaţia cîmpului şi potenţialului sînt arătate în figura 6.3.3 *c*, *d*; datorită faptului că $W_{MS} = 0$, potenţialul aplicat se distribuie pe izolator şi semiconductor (pe regiunea de sarcină spaţială)

$$V_0 = V_i + V_S, \tag{6.3.16}$$

unde $V_i = Q_S/C_i = Q_S\, d/\varepsilon_i$, ε_i fiind permitivitatea electrică a izolatorului.

Densitatea sarcinii spaţiale $|Q_S|$ variază în funcţie de tensiunea aplicată; variaţia tipică este arătată în figura 6.3.4 [36]: pentru $V_S < 0$

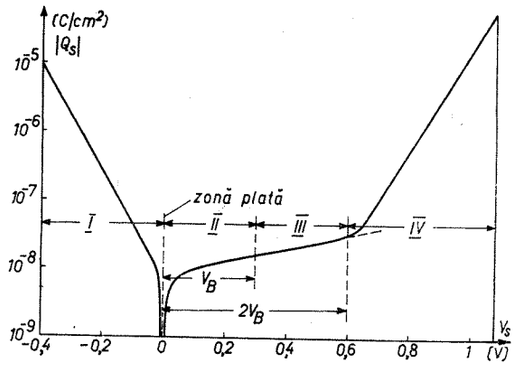


Fig. 6.3.4

se obţine strat de acumulare (*I*), pentru $V_S > 0$ se obţin succesiv situaţiile de sărăcire de goluri (II), inversiune uşoară (III) şi inversiune puternică (IV).

b. Capacitatea totală a structurii MIS

Structura *MIS* prezintă faţă de circuitul extern o capacitate totală C rezultată prin conectarea în serie a capacităţilor C_i corespunzătoare izolatorului şi C_b corepunzătoare regiunii de sarcină spaţială din semiconductor

$$C = \frac{C_i C_b}{C_i + C_b}, \tag{6.3.17}$$

unde

$$C_b = \frac{dQ_s}{dV_s} = \frac{\varepsilon}{L_D}\,\frac{1 - e^{-V_S/V_T} + (n_{p0}/p_{p0})\,(e^{V_S/V_T} - 1)}{F\,(V_S/V_T, n_{p0}/p_{p0})}. \tag{6.3.18}$$

Cînd $V_S \to 0$ (condiţia de zonă plată) avem

$$C_{b(zp)} = \varepsilon\sqrt{2}/L_D, \tag{6.3.19}$$

iar capacitatea totală este

$$C_{zp} = \frac{\varepsilon_i}{d + \varepsilon_i\, L_D/\varepsilon_S\sqrt{2}}. \tag{6.3.20}$$

În figura 6.3.5 se arată variaţia capacităţii normate C/C_i pentru o structură metal SiO_2—Si tip *P* [37].

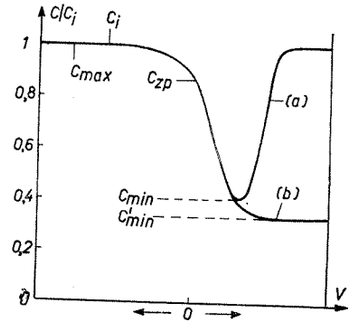


Fig. 6.3.5

Dacă tensiunea variază lent (joasă frecvenţă) se obţine curba *a* a cărei formă poate fi explicată astfel: cînd tensiunea este negativă şi are valori mari se formează un strat de acumulare a golurilor, astfel regiunea de sarcină spaţială a semiconductorului va prezenta o capacitate diferenţială foarte mare, deci $C \to C_i$; dacă tensiunea scade pînă la valoarea zero şi apoi devine pozitivă, se formează treptat stratul sărăcit de goluri, regiunea de sarcină spaţială se comportă ca un dielectric şi capacitatea totală scade; la tensiuni pozitive mari se formează stratul de inversiune, fapt care duce la mărirea capacităţii şi din nou $C \to C_i$. Dacă variaţiile tensiunii sînt foarte rapide (frecvenţe înalte) se obţine curba *b*; procesele de generare-recombinare legate de apariţia şi dispariţia stratului de inversiune au o constantă de timp mare şi nu pot urmări variaţiile tensiunii astfel capacitatea va avea o valoare mică. În cazul figurii 6.3.5 curba *a* este valabilă pentru gama de frecvenţe 5 ÷ 100 Hz iar curba *b* pentru frecvenţe mai mari de 10^3 Hz.

c. Diodele MIS în prezenţa tensiunilor externe

În baza proceselor fizice expuse se poate desena modelul zonal al diodelor MIS în diferite structuri (fig. 6.3.5).

Vom urmări comportarea structurii MIS cu semiconductori de tip *N*: la tensiuni pozitive, $V_0 > 0$ în regiunea de sarcină spaţială se formează

un strat de acumulare; la tensiuni negative $V_0 < 0$ în regiune de sarcină spațială se formează un strat sărăcit în electroni, iar cînd V_0 are valori mari ia naștere un strat de inversiune, adică concentrația electronilor devine mai mică decît a golurilor, $n_n < p_n$.

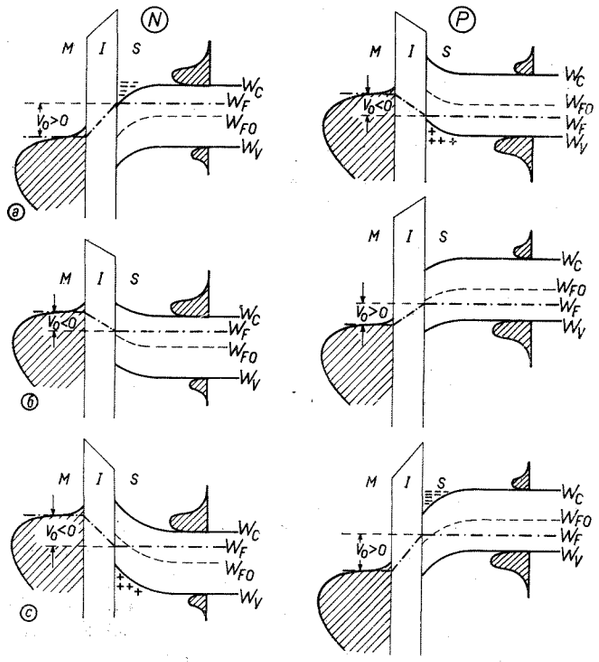


Fig. 6.3.6

VI.3.2. Stări de suprafață, sarcini de suprafață și sarcini spațiale

Caracteristicile diodelor MIS ideale sînt puternic afectate de către stările și sarcinile de suprafață, precum și de alte sarcini ce pot surveni în diferitele regiuni ale structurii. Clasificarea diferitelor stări și sarcini de suprafață este arătată în figura 6.3.7; distingem următoarele categorii: 1) stări de suprafață (stări interfețe x) care reprezintă stări energetice în interiorul zonei interzise dispuse la interfața izolator-semiconductor și care pot efectua schimb de sarcină cu semiconductorul într-un timp foarte scurt (vezi IV.6.1); 2) sarcini de suprafață $\boxed{+}$, fixate în izolator în imediata apropiere a suprafeței de separație cu semiconductorul, care rămîn imobile la aplicarea unui cîmp electric; 3) ioni mobili în interiorul izolatorului

$\oplus$, care se deplasează sub influența cîmpului electric sau a temperaturii; 4) centri de captură ionizați „+", care pot fi creați prin incluziuni sau în urma acțiunii diferitelor radiații.

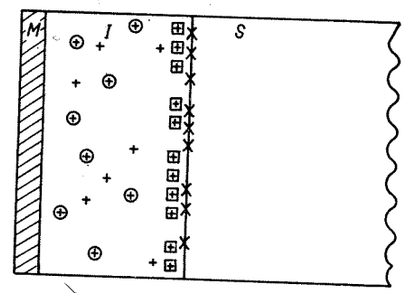


Fig. 6.3.7

Cînd se aplică o tensiune externă stările de suprafață se deplasează odată cu zonele de conducție și valență dar nivelul Fermi rămîne fix; dacă starea de suprafață intersectează nivelul Fermi are loc o schimbare a sarcinii acesteia și astfel este influențată capacitatea structurii. Circuitul echivalent al diodei în care se ține seama de stările de suprafață este arătat în figura 6.3.8 *a*, unde C_S și R_S sînt asociate stărilor de suprafață și variază cu V_S; produsul $\tau = C_S R_S$ definește timpul de viață al stării de suprafață, caracterizînd proprietățile de frecvență ale stărilor. În figura 6.3.8 *b* este arătat circuitul echivalent obținut din cel inițial în care $C_p = C_b + C_S/(1 + \omega^2\tau^2)$, $G_p = \omega^2\tau\, C_S/(1 + \omega^2\tau^2)$.

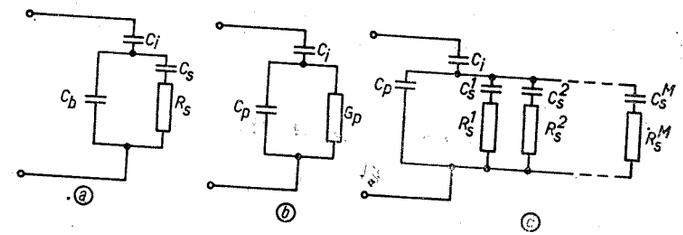


Fig. 6.3.8

În cazul cînd se iau în considerație și sarcinile de suprafață, circuitul echivalent se complică (fig. 6.3.8 *c*, pentru strat de acumulare); fiecare grup $R_s C_s$ corespunde unei constante de timp, dispersia datorîndu-se fluctuațiilor statistice ale potențialului V_S.

O puternică influență asupra caracteristicilor diodei MIS ideale o au sarcinile de suprafață din izolator; în general aceste sarcini sînt constituite din sarcini de suprafață fixe, ioni mobili și centri de captură ionizați. Sarcinile fixe sînt amplasate în apropierea suprafeței de separație

izolator-semiconductor pe o distanţă de aproximativ 100 Å (fig. 6.3.9*a*) şi nu pot fi încărcate sau descărcate chiar la variaţii foarte mari ale potenţialului V_S; densitatea acestor sarcini Q_{if} nu este influenţată de grosimea d a izolatorului sau de concentraţia impurităţilor în semiconductori ci este determinată de tratamentele efectuate în timpul formării stratului

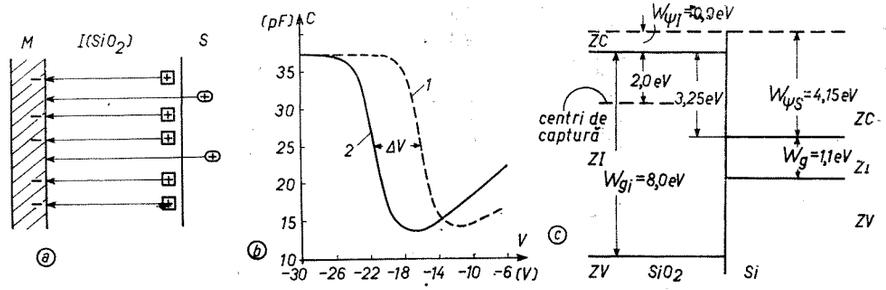


Fig. 6.3.9

izolator de SiO_2. Sarcinile fixe din izolator produc o translaţie a curbelor $C = f(V)$ cu mărimea $\Delta V = Q_{if}/C_i$ (fig. 6.3.9 *b*) [38]; curba *2* corespunde situaţiei cînd stratul izolator de SiO_2 (instabil) a suferit tratamente termice ce favorizează apariţia sarcinilor de suprafaţă.

Caracteristicile diodei MIS ideale sînt influenţate şi de alţi factori: funcţia de lucru a metalului, temperatura, iluminare şi radiaţie, orientarea cristalelor etc. Aceşti factori constituie totodată baza unor metode de măsură a structurii zonale; astfel prin măsurători asupra emisiei fotoelectronice a fost determinat modelul zonal al sistemului SiO_2 — Si (fig. 6.3.9 *c*) [39].

VI.3.3. Tipuri de diode MIS

În prezent structurile *MIS* au cele mai largi aplicaţii în studiul proprietăţilor fizice ale suprafeţelor semiconductoare şi la pasivizarea diferitelor suprafeţe din dispozitivele fabricate prin tehnologia planar (în special tranzistori FET). Dintre variantele cu aplicaţii directe în electronică deosebim: diode MIS varactor, electroluminiscente, cu efect tunel.

a. Diode MIS varactor

Caracteristica de bază a diodei varactor este curba ce reprezintă variaţia capacităţii în funcţie de tensiunea aplicată (curba *b* din fig. 6.3.5); mărimile ce caracterizează performanţele diodei sînt: capacitatea maximă C_{axm} şi cea minimă C'_{min} şi frecvenţa de tăiere $f_c = 1/2\pi CR$, unde R re-

prezintă rezistenţa de pierderi. Raportul C_{max}/C'_{min}, maxim în regiunea de inversiune, se obţine pentru grosimi mici ale stratului izolator şi concentraţii mici ale impurităţilor din semiconductor; frecvenţa de tăiere poate fi mărită prin utilizarea straturilor epitaxiale. Diodele varactor MIS au cîteva avantaje importante faţă de cele cu joncţiuni PN; 1) se poate asigura un raport C_{max}/C'_{min} mare la tensiuni mici; 2) funcţionează satisfăcător la frecvenţe foarte înalte $f > 300$ GHz; 3) dioda MIS constituie o capacitate ideală.

b. Diode MIS electroluminiscente

Dacă pe o structură *MIS* se aplică un salt de tensiune pozitivă de amplitudine suficient de mare, cîmpul la suprafaţă de separaţie cu izolatorul poate atinge valoarea de avalanşă E_{Sa} care declanşează procesul de ionizare de impact; la suprafaţa semiconductorului cîmpul nu poate depăşi valoarea E_{Sa} iar capacitatea totală a structurii va avea o valoare constantă şi puţin mai mică decît C'_{min}. Acest efect poate fi utilizat pentru realizarea de diode MIS electroluminiscente. Schema de conectare a diodei MIS cu semiconductor de tip P pentru măsurarea luminii emise este arătată în figura 6.3.10 *a*.

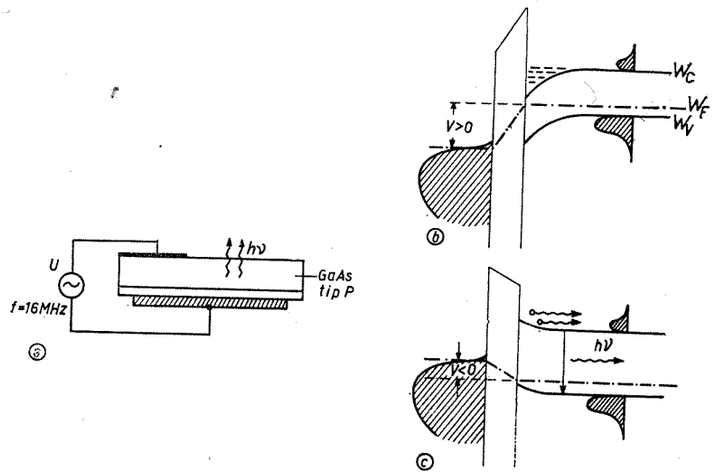


Fig. 6.3.10

Presupunem că se aplică o tensiune pozitivă de amplitudine foarte mare (suficientă pentru a declanşa procesul de multiplicare în avalanşă) şi în regiunea de sarcină spaţială se acumulează purtători minoritari (electroni) de sarcină $Q \simeq \varepsilon_i (E_i - E_{Sa})$ la interfaţa semiconductor-izolator (fig.

6.3.10 *b*); aplicînd acum un salt rapid de tensiune negativă (fig. 6.3.10 *c*) va începe acumularea golurilor iar electronii se deplasează prin difuzie şi drift în volumul semiconductorului unde se recombină cu golurile, proces însoţit de emisie de lumină.

Acumularea purtătorilor minoritari la interfaţa semiconductor-izolator se poate datora şi procesului de tunelare cuantică interzonală, mai ales în structurile cu semiconductor puternic dopat.

c. Diode MIS cu efect tunel prin stratul izolator

La diodele MIS cu strat izolator foarte subţire şi semiconductori foarte puternici dopaţi (degeneraţi) se observă un puternic efect tunel prin izolator şi în anumite condiţii caracteristica voltamperică poate prezenta o porţiune de rezistenţă negativă. Considerăm o diodă MIS cu semiconductor de tip P degenerat şi izolator subţire al cărei model zonal simplificat, ţine seama numai de stările de suprafaţă, este arătat în figura 6.3.11 *a*; se neglijează căderea de tensiune în stratul izolator, deformarea zonelor în regiunea de trecere şi forţele imagine.

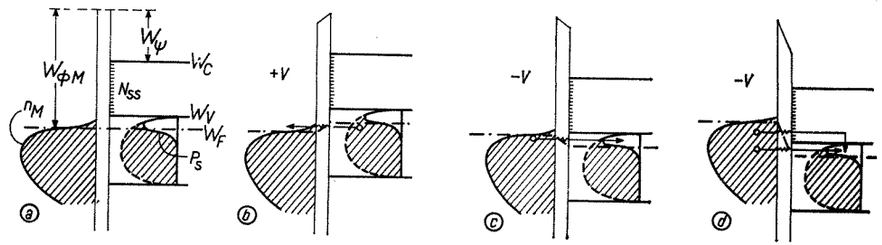


Fig. 6.3.11

Aplicînd o tensiune pozitivă pe metal (fig. 6.3.11 *b*) electroni din zona de valenţă a semiconductorului vor tunela stratul izolator trecînd în metal, curentul crescînd monoton cu tensiunea. Dacă se aplică o tensiune negativă pe metal (fig. 6.3. 11 *c*) electroni din metal vor ajunge prin efect tunel pe nivelele neocupate din zona de valenţă; curentul creşte monoton cu tensiunea $-V$ pînă cînd maximele curbelor n_M şi p_S coincid, apoi curentul tunel va trebui să scadă. Se observă însă că electronii din metal pot tunela izolatorul ajungînd pe stările de suprafaţă din zona interzisă (fig. 6.3. 11 *d*) şi apoi se vor recombina cu golurile din zona de valenţă; rezultă astfel o componentă a curentului ce creşte cu $-V$, mascînd de regulă porţiunea de rezistenţă negativă. Dacă tensiunea $-V$ are valori foarte mari atunci este posibil ca electronii din metal să tuneleze izolatorul trecînd în zona de conducţie a semiconductorului, luînd naştere un curent tunel de mare intensitate.

VI.4. Structuri *MIM*

Structurile *MIM* (*M*etal-*I*nsulator-*M*etal) sînt formate din două straturi subţiri de metal separate printr-un strat subţire de izolator (fig. 6.4. 1 *a*); electronii pot trece din metalul M_1 în metalul M_2 (sau viceversa) prin efect tunel sau prin emisie termoelectronică. Considerînd un

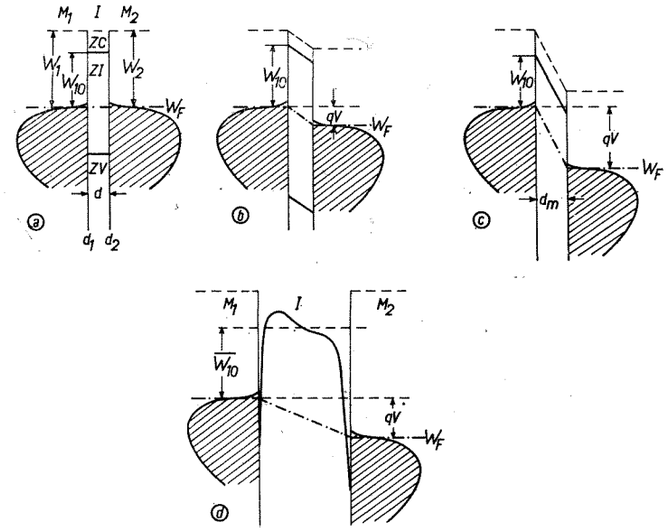


Fig. 6.4.1

strat izolator foarte subţire şi bariera energetică metal-izolator W_{10} mare, predominant va fi efectul tunel [40], [41]. Referindu-ne la o structură *MIM* simetrică (M_1 şi M_2 sînt identice) probabilitatea de tunelare cuantică D_t în cazul unidimensional poate fi calculată cu ajutorul aproximaţiei semiclasice WKB (vezi IV. 9).

$$D_t = \exp\left\{-2\int_{d_1}^{d_2} K_2^0(x)\,\mathrm{d}x\right\} = \exp\left\{-\frac{4\pi}{h}\int_{d_1}^{d_2}[2m_n^*(qV_{(x)}-W_x)]^{1/2}\,\mathrm{d}x\right\}, \qquad (6.4.1)$$

unde W_x este energia electronilor de incidenţă normală pe suprafaţă de separaţie. Presupunem că pe structură se aplică o tensiune de polarizare cu „+" pe metalul M_1; numărul electronilor ce tunelează din M_1 în M_2 este

$$n_1 = \frac{4\pi m_n^{*2}}{h^3}\int_0^{W_m} D_t\,\mathrm{d}W_x \int_0^{\infty} f(W)\,\mathrm{d}W_r, \qquad (6.4.2)$$

unde W_m este energia maximă a electronului în metal, $f(W)$ este funcția de distribuție Fermi iar W_r este energia asociată vitezei traversale a electronilor

$$W_r = m_n^* (v_y^2 + v_z^2)/2 ; \tag{6.4.3}$$

numărul electronilor ce tunelează din M_2 în M_1 este

$$n_2 = \frac{4\pi m_n^{*2}}{h^3} \int_0^{W_m} D_t \, \mathrm{d}W_x \int_0^{\infty} f(W + qV) \, \mathrm{d}W_r . \tag{6.4.4}$$

Curentul total prin structură este proporțional cu numărul electronilor

$$I \sim q(n_1 - n_2) = q \int_0^{W_m} D_t \, \mathrm{d}W_x \left[\frac{4\pi m_n^{*2}}{h^3} \int_0^{\infty} (f(w) - f(w+qV)) \, \mathrm{d}W_r \right]. \tag{6.4.5}$$

În cazul temperaturilor joase relația (6.4.5) poate fi simplificată [40]

$$I = I_0 [V_{10} \exp \{-A \sqrt{V_{10}}\} - (V_{10} + V) \exp \{-A \sqrt{V_{10} + V}\}], \tag{6.4.6}$$

unde $\overline{V}_{10} = W_{10}/q$ iar W_{10} reprezintă valoarea medie a barierei energetice deasupra nivelului Fermi (fig. 6.4.1 *d*) ; I_0 și A sînt constante, determinate de grosimea efectivă a stratului izolator d_m.

VI.5. Tranzistori unipolari cu efect de cîmp

VI.5.1. Clasificarea tranzistorilor unipolari

În tranzistorii unipolari la conducția curentului electric participă un singur tip de purtători. Valoarea curentului prin dispozitiv este comandată de un cîmp electric, fapt pentru care acest tip de tranzistori au căpătat denumirea de *tranzistori cu efect de cîmp*. Primul tip de tranzistor cu efect de cîmp (unipolar) este realizat în 1948 de Shockley și Pearson [42] (înaintea inventării tranzistorului bipolar de către Bardeen și Brattain) în baza unor patente mai vechi ale lui J. E. Lilienfeld și O. Heil [43]. Construcția consta dintr-un strat subțire de Ge tip N peste care era depus un electrod metalic, separat de Ge printr-un strat foarte subțire de mică ; la capetele plăcuței de Ge se depuneau contactele ohmice pe care se aplica o diferență de potențial. Curentul care circulă prin plăcuța de Ge, (deci și conductivitatea electrică), este controlat de potențialul aplicat pe electrodul metalic izolat (*poartă*) ; s-a constatat că gradul de modulație al curentului de către potențialul porții este foarte mic întrucît un mare număr de sarcini induse de poartă în Ge (aproximativ 90%) erau captate de către stările de suprafață. Datorită nivelului redus al tehnologiei de preparare și pasivizare a suprafețelor semiconductoare, eficiența acestui tip de tranzistor era foarte mică și cercetările au fost temporar sistate.

Mai tîrziu Shokley [44] propune un nou dispozitiv numit tranzistor unipolar cu efect de cîmp care se bazează pe modulația curentului de purtători majoritari care circulă printr-o bară semiconductoare extrinsecă de către tensiunea aplicată pe electrodul poartă. Construcția (vezi fig. 6.5.1) constă dintr-o bară de Ge de tip N peste care se realizează două regiuni de tip P puternic dopate ; regiunea de trecere a joncțiunii PN polarizată invers se întinde mai mult în bara de Ge modulînd lărgimea canalului prin care circulă purtătorii majoritari (electronii) între *sursa S și drena D* (colectorul de purtători). Regiunile de tip P formează electrodul poartă G (gate). Realizările experimentale anunțate de Pearson [45] și Dacey și colab. [46], [47] nu ofereau în întregime avantajele tranzistorilor unipolari întrucît procedeele tehnologice de fabricare, — mascare, difuzie, creștere epitaxială, pasivizarea suprafețelor —, erau în curs de perfecționare. Acest tip de tranzistori în care poarta G și bara semiconductoare formează o joncțiune PN sînt cunoscuți în literatură sub denumirea de *tranzistori cu efect de cîmp cu joncțiuni*, *JEET* (*J*unction *F*ield *E*ffect *T*ransistor).

Odată cu cercetările lui Atalla și colab. [48] asupra pasivizării suprafețelor semiconductoare începe o nouă etapă în construcția tranzistorilor cu efect de cîmp, anume poarta G se izolează de semiconductor printr-un strat subțire de oxid, SiO_2 sau un alt izolator. Acest tip de tranzistor, propus de Khang și Atalla [49], este denumit *tranzistor cu efect de cîmp cu oxizi*, *MOSFET* (*M*etal-*O*xide-*S*emiconductor *F*ield *E*ffect *T*ransistor) sau *MISFET* ; realizări ulterioare și principiul de funcționare sînt descrise în [50]—[53].

Un tip aparte de tranzistori cu efect de cîmp este cel realizat pe bază de straturi subțiri policristaline de către Weimer [54], [55], denumit *tranzistor TFT* (*T*hin-*F*ilm *T*ransistor). Deși structural TFT este analog cu *MOSFET*, funcționarea sa este diferită întrucît straturile de semiconductor, izolator și metal sînt foarte subțiri și conțin numeroase defecte de rețea, incluziuni, etc., care influențează procesele de transport ale purtătorilor ; există încă probleme tehnologice legate de stabilitatea în timp a stărilor și sarcinilor de suprafață, și a capcanelor de purtători, care limitează utilizarea în practică a tranzistorilor TFT.

VI.5.2. Tranzistori JFET, construcție, funcționare

Construcția tranzistorului FET cu joncțiuni este arătată în figura 6.5.1 *a*, constînd dintr-un canal semiconductor de tip N prevăzut cu două contacte ohmice, – unul constituind sursa S, celălalt drena D —, și cu două

regiuni de tip P numite porți; porțile G_1, G_2 pot fi acționate separat (tranzistorii JFET cu patru borne) sau sînt conectate împreună.

Aplicînd pe drena D o tensiune pozitivă în raport cu sursa, electronii se vor deplasa de la sursă spre drenă dînd naștere curentului de drenă I_D; în felul acesta electrodul S constituie sursa iar D constituie colectorul

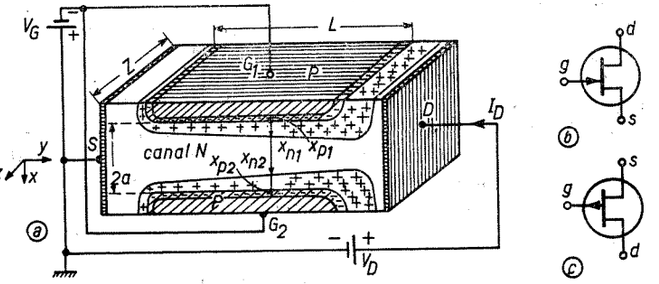


Fig. 6.5.1

de purtători mobili majoritari. Lărgimea canalului este comandată de către lărgimea regiunii de trecere a joncțiunii PN polarizată invers, care se întinde mai mult în regiunea N, prin urmare tranzistorul JFET constituie în esență un rezistor controlat prin tensiune. În locul regiunii de tip P se poate utiliza un metal adecvat, obținîndu-se o îmbunătățire substanțială a proprietăților de înaltă frecvență [56]—[58].

În figura 6.5.1*b*, *c* sînt arătate simbolurile de reprezentare a tranzistorilor JFET cu canal de tip N, respectiv de tip P.

Funcționarea tranzistorului JFET poate fi urmărită cu ajutorul figurii 6.5.2 (porțile G_1, G_2 sînt conectate împreună); avînd în vedere că acest dispozitiv funcționează de obicei în conexiune sursă comună, SC, tensiunile aplicate au punct de referință sursa. În lipsa tensiunilor externe, $V_G = 0$, $V_D = 0$, regiunea de trecere are lărgimea uniformă și se întinde mai mult în regiunea N, micșorînd astfel lărgimea canalului față de limitele tehnologice (fig. 6.5. 2. *a*); aplicînd o tensiune negativă pe poarta G, cu $V_D = 0$, regiunea de trecere se mărește, rămînînd uniformă în lungul canalului.

Vom considera acum $V_G = 0$ și pe drenă se aplică un potențial pozitiv (fig. 6.5.2*b*); datorită căderii de tensiune în lungul canalului, tensiunea de polarizare inversă variază cu distanța fiind maximă în apropierea drenei unde și lărgimea regiunii de trecere este maximă. Mărind tensiunea V_D se poate ajunge la situația cînd regiunile de trecere se unesc în apropierea drenei închizînd canalul; în acest caz diferența de potențial între drenă și poartă (întrucît $V_G = 0$, poarta este conectată la sursă) se numește tensiune de penetrație totală, notîndu-se cu V_{PT}. Spunem în acest caz că ne aflăm în regimul de *saturație*, iar tensiunea de drenă se numește tensiunea de saturație, notîndu-se cu V_{DS}. Pentru tensiuni $V_D > V_{PT}$, penetrația totală se realizează pe un spațiu mai mare, punctul P_0 se deplasează spre sursă, avînd loc *efectul de scurtare a canalului*. Presupunem acum că $V_G < 0$ avînd valori obișnuite de cîțiva volți iar V_D capătă valori pozitive crescătoare; pentru o anumită valoare $V_D = V_{DS}$, regiunile de trecere se unesc în apropierea drenei închizînd canalul (fig. 6.5.2 *c*) deci se reali-

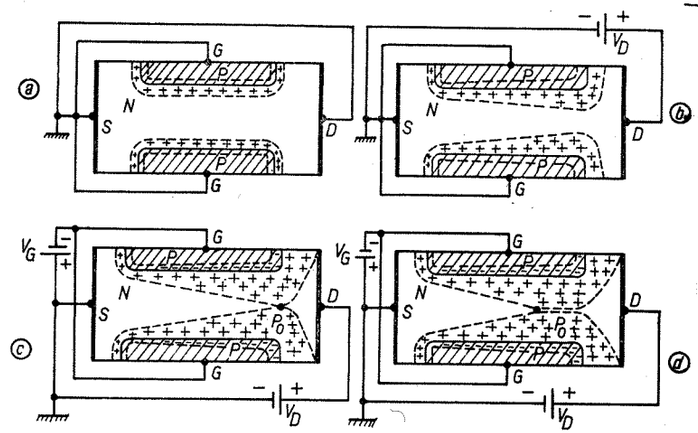


Fig. 6.5.2

zează condiția de saturație. Făcînd $V_D > V_{DS}$, penetrația totală se realizează pe un spațiu mai mare (fig. 6.5.2 *d*), punctul P_0 se deplasează spre sursă. Trebuie precizat că după realizarea condiției de penetrație totală de saturație curentul de drenă I_D nu devine zero, ci rămîne constant avînd valoarea de saturație I_{DS}.

Caracteristica principală a tranzistorului JFET este cea voltamperică $I_D = f(V_D)$, avînd pe V_G parametru (fig. 6.5.3 *a*).

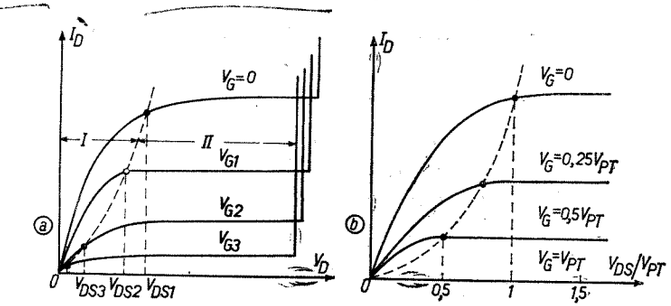


Fig. 6.5.3

La tensiuni V_D mici, $V_D < V_{DS}$, curentul creşte liniar cu tensiunea fiind valabilă legea lui Ohm; pentru tensiuni mai mari, apropiate de V_{DS}, rata de creştere a curentului se micşorează întrucît o parte din tensiunea aplicată drenei este cheltuită pentru lărgirea regiunii de trecere şi numai partea care rămîne este cheltuită pentru creşterea cîmpului electric în lungul canalului (această ultimă parte contribuie la creşterea curentului). Cînd tensiunea V_D trece de valoarea de saturaţie curentul rămîne aproximativ constant.

În legătură cu explicarea faptului că I_D rămîne aproximativ constant la $V_D > V_{DS}$ (după realizarea condiţiei de penetraţie totală curentul I_D ar trebui să devină zero), există încă păreri controversate. În [10] se consideră că după unirea regiunilor de sarcină spaţială (eventual scurtarea canalului) purtătorii majoritari intră în regiunea de sarcină spaţială de unde sînt colectaţi de drenă; prin urmare se presupune o anumită analogie cu funcţionarea joncţiunii colector-bază polarizată invers a tranzistorului bipolar. În [43] se consideră că unirea regiunilor de sarcină spaţială (de trecere), nu este totală, canalul are o lărgime foarte mică dar finită în limitele căreia rezistenţa ohmică şi intensitatea cîmpului au valori foarte ridicate iar curentul păstrează o valoare constantă. În cele ce urmează vom accepta ipoteza din [43].

La tensiuni V_D foarte mari are loc străpungerea electrică a canalului între sursă şi drenă iar curentul creşte brusc.

Curba punctată din figura 6.5.3*a* separă regiunea nesaturată (I) de cea saturată (II); valoarea tensiunii de saturaţie V_{DS} depinde de tensiunea V_G aplicată pe poartă. Odată cu creşterea tensiunii V_G regimul de penetraţie totală (saturaţie) survine la tensiuni V_{DS} mai mici, astfel condiţia de saturaţie se realizează cînd $V_{DS} = V_G - V_{PT}$. Pentru un V_D dat, creşterea tensiunii V_G duce la scăderea curentului iar cînd $V_G = V_{PT}$ curentul I_D devine zero (fig. 6.5.3*b*): canalul este cu adevărat blocat pe întreaga sa lungime, constînd dintr-o regiune de sarcină spaţială continuă.

VI.5.3. Teoria elementară a tranzistorului JFET. Expresia curentului I_D

Considerăm o structură cu porţile G_1, G_2 identice şi conectate împreună iar joncţiunile P^+N abrupte şi ideale (fig. 6.5.4*a*); în aceste condiţii analiza se va referi numai la o jumătate de canal semiconductor (fig. 6.5.4*b*). În scopul evitării unor calcule laborioase se fac următoarele ipoteze simplificatoare [42]: 1) joncţiunea P^+N formată din poartă şi canal este polarizată invers şi se neglijează efectul curenţilor inverşi; în realitate curenţii inverşi au valori finite şi pot influenţa căderea de tensiune pe direcţia x; 2) limitele regiunii de trecere sînt abrupte fixate de mărimile

x_{p_1}, x_{n_1}, x_{p_2}, x_{n_2} (fig. 6.5.4*a*) şi variază liniar cu distanţa iar curentul I_D circulă pe spaţiul dintre x_{n_1} şi x_{n_2}; în realitate limitele regiunii de trecere sînt curbe.

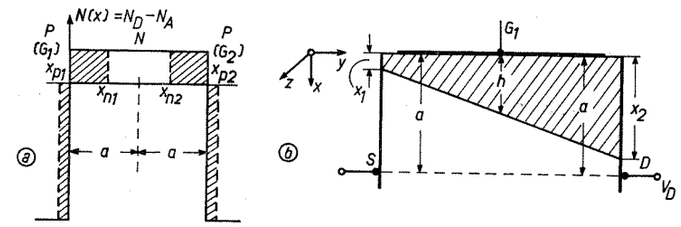


Fig. 6.5.4

a. Lărgimea şi capacitatea regiunii de trecere

Lărgimea regiunii de trecere a unei joncţiuni abrupte ideale şi puternic asimetrice are expresia (4.50)

$$x = \left(\frac{2\,\varepsilon V(y)}{qN_D} \right)^{1/2}, \tag{6.5.1}$$

unde $V(y) = V_i + V_b$ iar V_i este tensiunea totală de polarizare inversă, variabilă cu distanţa y; $V_{(0)} = V_G + V_b$, $V_{(L)} = V_G + V_D + V_b$. Presupunînd că lărgimea regiunii de trecere variază liniar între sursă şi drenă, se poate scrie

$$x_1 = \left[\frac{2\,\varepsilon\,(V_G + V_b)}{q\,N_D} \right]^{1/2}, \tag{6.5.2}$$

$$x_2 = \left[\frac{2\,\varepsilon\,(V_G + V_D + V_b}{q\,N_D} \right]^{1/2}. \tag{6.5.3}$$

Întrucît sursa este electrodul comun V_G şi V_b sînt negative, V_D este pozitiv; în formule se iau valorile absolute. Într-un punct arbitrar y lărgimea regiunii de trecere este h; cîmpul electric E şi tensiunea V au componente după ambele direcţii x, y.

Pentru determinarea variaţiei tensiunii de polarizare inversă funcţie de densitatea de sarcină $\rho(x)$ şi de h se pleacă de la ecuaţia lui Poisson

$$\frac{\mathrm{d}^2 V}{\mathrm{d}x^2} = -\frac{\mathrm{d}E_x}{\mathrm{d}x} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon}, \tag{6.5.4}$$

unde E_x este componenta după axa x a cîmpului electric. Prin integrare se obține

$$E_x = -\frac{dV}{dx} = \frac{1}{\varepsilon}\int_0^x \rho(x)\,dx + C_1. \tag{6.5.5}$$

Constanta de integrare se determină din condițiile la limită: $x = h$, $E_x = 0$, deci

$$C_1 = -\frac{1}{\varepsilon}\int_0^h \rho(x)\,dx. \tag{6.5.6}$$

Introducînd în (6.5.5) se obține

$$\frac{dV}{dx} = \frac{1}{\varepsilon}\left[\int_0^h \rho(x)\,dx - \int_0^x \rho(x)\,dx\right] = \frac{1}{\varepsilon}[Q(h) - Q(x)], \tag{6.5.7}$$

unde $Q(h,)$ $Q(x)$ sînt densități de sarcină raportate la suprafață, exprimate în C/cm². Integrînd (6.5.7) în limitele $x = 0$, $x = h$ se obține expresia tensiunii la bornele regiunii de trecere în punctul $x = h$

$$V(h) = \frac{1}{\varepsilon}\left[\int_0^h Q(h)\,dx - \int_0^h Q(x)\,dx\right] = \frac{1}{\varepsilon}\left[hQ(h) - \int_0^h Q(x)\,dx\right]. \tag{6.5.8}$$

Observăm că (6.5.8) este rezultatul integrării prin părți a expresiei

$$V(h) = \frac{1}{\varepsilon}\int_0^h x\rho(x)\,dx \tag{6.5.9}$$

(ținînd cont de (6.5.7)).
Punînd condiția $h = a$ se obține expresia tensiunii de penetrație totală

$$V_{PI} = V(h = a) = \frac{1}{\varepsilon}\int_0^a x\rho(x)\,dx; \tag{6.5.10}$$

dacă se presupune $\rho(x) = qN_D$, atunci

$$V_{PT} = \frac{qN_D}{2\varepsilon}a^2. \tag{6.5.11}$$

Capacitatea pe unitate de suprafață are expresia

$$C = \frac{dQ(h)}{dV} = \frac{dQ(h)}{dh}\frac{dh}{dV}. \tag{6.5.12}$$

b. Expresia curentului de drenă I_D

Densitatea curentului de drenă j_y este dată de legea lui Ohm

$$j_y = \sigma(y)\,E_y. \tag{6.5.13}$$

Conductivitatea canalului are expresia

$$\sigma(y) = \mu_n\int_h^a \rho(x)dx, \tag{6.5.14}$$

unde $\rho(x)$ reprezintă densitatea purtătorilor mobili de sarcină din interiorul canalului; E_y este componenta cîmpului electric după axa y și are expresia

$$E_y = -\frac{dV}{dy} = -\frac{dV}{dh}\frac{dh}{dy}. \tag{6.5.15}$$

Curentul de drenă are expresia

$$I_D = -2Z\,\mu_n\frac{dV}{dy}\int_h^a \rho(x)\,dx \tag{6.5.16}$$

și ținînd cont de (6.5.15) se poate scrie

$$I_D\,dy = -2Z\,\mu_n\left(\frac{dV}{dh}\right)dh\int_h^a \rho(x)\,dx. \tag{6.5.17}$$

Derivăm (6.5.9)

$$\frac{dV}{dh} = \frac{h}{\varepsilon}\rho(h), \tag{6.5.18}$$

introducem în (6.5.17) și integrăm în limitele $y = 0$ unde $h = x_1$ și $y = L$ unde $h = x_2$, obținem

$$\int_0^L I_D\,dy = I_D\cdot L = -\frac{2Z\,\mu_n}{\varepsilon}\int_0^L h\rho(h)\,dh\int_h^a \rho(x)\,dx, \tag{6.5.19}$$

sau

$$I_D = -\frac{2Z\mu_n}{\varepsilon L}\int_{x_1}^{x_2}[Q(a)-Q(h)]\,h\rho(h)\,dh. \tag{6.5.20}$$

Relaţia (6.5.20) reprezintă ecuaţia fundamentală a tranzistorului JFET pentru o distribuţie arbitrară a sarcinii în canal şi în regiunea de trecere.

În cazul dopării uniforme $Q(h) = qN_Dh$ şi curentul I_D capătă expresia

$$I_D = -\frac{2Z\mu_n}{\varepsilon L}q^2N_D^2\int_{x_1}^{x_2}(a-h)\,hdh = -\frac{2Z\mu_nq^2N_D^2}{\varepsilon L}\left[\frac{a}{2}(x_2^2-x_1^2) - \right.$$

$$\left. -\frac{1}{3}(x_2^3-x_1^3)\right] \tag{6.5.21}$$

Introducînd valorile lui x_1 şi x_2 din (6.5.2), (6.5.3) se obţine expresia curentului în funcţie de tensiunile aplicate $I_D = f(V_G, V_D)$ sub forma

$$I_D = -\frac{2Z\mu_nqN_Da}{L}\left\{V_D - \frac{2}{3a}\left(\frac{2\varepsilon}{qN_D}\right)^{1/2}[(V_D+V_G+V_b)^{3/2}-(V_G+V_b)^{3/2}]\right\}, \tag{6.5.22}$$

care poate fi utilizată pentru calculul caracteristicilor statice.

Expresia (6.5.22) fiind complicată se urmăreşte simplificarea ei pentru a fi utilă în practică. Dacă în (6.5.3) se pune $x_2 = a$, se realizează condiţia de penetraţie totală; notînd tensiunea la bornele joncţiunii cu V_{PT} se obţine

$$a = \left(\frac{2\varepsilon V_{PT}}{qN_D}\right)^{1/2}; \tag{6.5.23}$$

presupunînd $V_D = 0$ atunci $V_{PT} = V_G + V_b$ reprezintă tensiunea de penetraţie totală cînd $I_D = 0$. Pentru un y arbitrar se poate scrie

$$x = \left(\frac{2\varepsilon V(y)}{qN_D}\right)^{1/2}. \tag{6.5.24}$$

Din (6.5.2), (6.5.23) şi (6.5.24) se pot obţine rapoartele

$$\frac{x}{a} = \left(\frac{V(y)}{V_{PT}}\right)^{1/2}; \quad \frac{x_1}{a} = \left(\frac{V_{(0)}}{V_{PT}}\right)^{1/2}. \tag{6.5.25}$$

Introducînd (6.5.23) în (6.5.21) se obţine (ţinînd cont de (6.5.25)) curentul de saturaţie pentru o tensiune V_G dată

$$I_D = -\frac{2Z\mu_nq^2N_D^2a^3}{6\varepsilon L}\left[1-\frac{3x_1^2}{a^2}+\frac{2x_1^3}{a^3}\right] = I_{D0}\left[1-3\left(\frac{V_G+V_b}{V_{PT}}\right)+\right.$$

$$\left.+2\left(\frac{V_G+V_b}{V_{PT}}\right)^{3/2}\right], \tag{6.5.26}$$

sau

$$\frac{I_D}{I_{D0}} = 1-3\left(\frac{V_G+V_b}{V_{PT}}\right)+2\left(\frac{V_G+V_b}{V_{PT}}\right)^{3/2}, \tag{6.5.27}$$

unde

$$I_{D0} = -\frac{2Z\mu_nq^2N_D^2a^3}{6\varepsilon L} = \frac{-2Z\mu_nqaN_D}{3L}V_{PT}, \tag{6.5.28}$$

reprezintă curentul de drenă pentru $V_G = 0$; relaţiile (6.5.26) şi (6.5.27) sînt valabile pentru tensiuni $V_D \geqslant V_G - V_{PT}$ sau $V_D \geqslant V_{DS}$, adică în regiunea de saturaţie.

Trebuie precizat că, aşa cum rezultă din caracteristicile experimentale (fig. 6.5.5), după atingerea valorii de saturaţie curentul nu rămîne constant ci prezintă o uşoară creştere datorită efectului de scurtare a

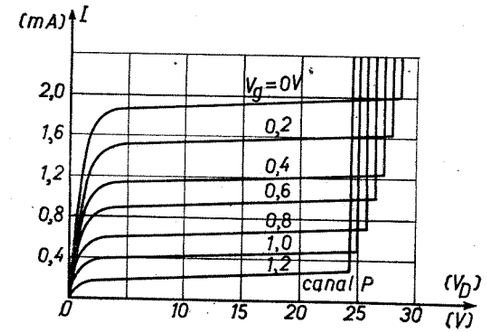


Fig. 6.5.5

canalului [59]. În regimul nesaturat expresia curentului de drenă poate fi simplificată, ţinînd cont de distribuţia uniformă a sarcinii şi de variaţia liniară cu distanţa a lărgimii regiunii de trecere. Considerînd $V_D \to 0$ se pot scrie relaţiile

$$V_{PT} = \frac{qN_Da^2}{2\varepsilon}; \quad V_G = \frac{qN_Dh^2}{2\varepsilon} \tag{6.5.29}$$

(s-a considerat $|V_G| \gg |V_b|$).
Din (6.5.29) putem scoate raportul

$$\frac{a-h}{a} = \frac{b}{a} = 1 - \left(\frac{V_G}{V_{PT}}\right)^{1/2}, \tag{6.5.30}$$

unde b este lărgimea canalului (a unei jumătăți) corespunzătoare tensiunii V_G. Aplicînd tensiunea de drenă, vom aproxima că intensitatea cîmpului după axa y este $E_y \simeq V_D/L$; curentul de drenă are expresia

$$I_D = -2Z\mu_n qN_D bV_D/L. \tag{6.5.31}$$

Înlocuind pe b cu valoarea sa din (6.5.30) rezultă

$$I_D = -\frac{2Z\mu_n qN_D a}{L}\left[1 - \left(\frac{V_G}{V_{PT}}\right)^{1/2}\right]V_D = I_0\left[1 - \left(\frac{V_G}{V_{PT}}\right)^{1/2}\right]. \tag{6.5.32}$$

O bună aproximare pentru curentul I_D în regimul de saturație este dată de Middlebrook [60]

$$I_D = I_{D0}\left[1 - \frac{V_G}{V_{PT}}\right]^n \qquad (n = 1{,}5 \div 2{,}5), \tag{6.5.32a}$$

de unde rezultă imediat că pentru $V_G = V_{PT}$, $I_D = 0$.

c. Străpungerea electrică a tranzistorului

Pentru o tensiune V_G dată, creșterea treptată a tensiunii de drenă V_D duce la străpungerea electrică a joncțiunii P^+N formată din poartă și canal, drept urmare curentul de drenă crește brusc. Străpungerea este cauzată de multiplicarea în avalanșă și începe în apropierea drenei cînd tensiunea totală pe joncțiune are valoarea

$$V_B \geqslant |V_G| + V_D; \tag{6.5.33}$$

dacă $V_G = 0$ avem $V_B = V_D$ iar pentru $V_G < 0$ străpungerea survine la tensiuni V_D mai mici.

VI. 5. 4. Parametrii de semnal mic și schema echivalentă

Utilizarea tranzistorilor JFET în practică impune cunoașterea parametrilor de semnal mic și joasă frecvență și a schemei echivalente. Principalii parametrii sînt: transconductanța între poartă și drenă, conductanța

de ieșire măsurată între drenă și sursă, coeficientul static de amplificare în tensiune, conductanța de intrare; bineînțeles trebuie avută în vedere și existența capacităților între electrozi (terminale).

Pentru definirea parametrilor de semnal mic și desenarea schemei echivalente se pleacă de la expresia generală a curentului de drenă $I_D = f(V_G, V_D)$; prin diferențiere (sau dezvoltare în serie Taylor și luarea în considerație a primilor doi termeni) se obține

$$\mathrm{d}I_D = \frac{\partial I_D}{\partial V_G}\mathrm{d}V_G + \frac{\partial I_D}{\partial V_D}\mathrm{d}V_D. \tag{6.5.34}$$

Trecînd de la diferențiale la valorile instantanee ale componentelor alternative (întrucît se presupune regim lent variabil de semnal mic, pentru care tranzistorul constituie un element activ liniar), se obține

$$i_d = g_m v_g + \frac{1}{R_d} v_d, \tag{6.5.35}$$

unde

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_G} = \left.\frac{i_d}{v_g}\right|_{v_d = 0}, \tag{6.5.36}$$

este *transconductanța* tranzistorului; mărimea

$$g_d = \frac{1}{R_d} = \frac{\partial I_D}{\partial V_D} = \left.\frac{i_d}{v_d}\right|_{v_g = 0}, \tag{6.5.37}$$

reprezintă *conductanța de ieșire* (*conductanța de canal*).

Coeficientul static de amplificare a tensiunii se definește ca raportul

$$\mu = -\frac{\partial V_D}{\partial V_G} = -\left.\frac{v_d}{v_g}\right|_{i_d = 0}; \tag{6.5.38}$$

între parametrii tranzistorului JFET există relația evidentă

$$\mu = g_m R_d = \frac{g_m}{g_d}. \tag{6.5.39}$$

Ținînd seama și de capacitățile dintre electrozi, schema echivalentă simplificată a tranzistorului JFET este arătată în figura 6.5.6*a*. Determinăm expresiile analitice ale parametrilor în regim lent variabil.

1) *Transconductanța* g_m poate fi determinată prin diferențierea expresiei generale (6.5.20) a curentului de drenă

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_G} = \frac{\partial I_D}{\partial x_1}\frac{\partial x_1}{\partial V_G} + \frac{\partial I_D}{\partial x_2}\frac{\partial x_2}{\partial V_G}, \tag{6.5.40}$$

şi ţinînd cont de (6.5.18)

$$g_m = \frac{2Z\mu_n}{L}[Q(x_2) - Q(x_1)]. \tag{6.5.41}$$

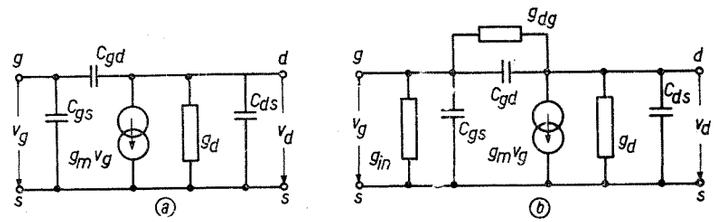


Fig. 6.5.6

În cazul cînd tensiunea de drenă este mai mare decît cea de saturaţie, tranzistorul se află în regim de saturaţie, care constituie regiunea normală de funcţionare; transconductanţa are expresia

$$g_{ms} = \frac{2Z\mu_n}{L}[Q(a) - Q(x_1)] = g_0\left[1 - \frac{Q(x_1)}{Q(a)}\right], \tag{6.5.42}$$

unde

$$g_0 = \frac{2Z\mu_n Q(a)}{L}, \tag{6.5.43}$$

reprezintă transconductanţa de saturaţie a tranzistorului, măsurată în condiţiile $V_G = 0$, $V_D = V_{PT}$.

Pentru o distribuţie uniformă (6.5.42) devine

$$g_{ms} = g_0\left[1 - \left(\frac{V_G}{V_{PT}}\right)^{1/2}\right], \tag{6.5.44}$$

iar

$$g_0 = 2Z\mu_n qa N_D/L. \tag{6.5.45}$$

2) *Conductanţa de ieşire* g_d poate fi determinată plecînd de la aceleaşi expresii

$$g_d = \frac{\partial I_D}{\partial V_D} = \frac{2Z\mu_n}{L}[Q(a) - Q(x_2)]; \tag{6.5.46}$$

se observă că $g_d \to 0$ cînd $x_2 \to a$ adică $V_D \to V_G - V_{PT}$.

Comparînd relaţiile (6.5.41) şi (6.5.46) se observă următoarea legătură interesantă între g_m şi g_d: pentru $V_D \to 0$, $x_2 \to x_1$, iar g_d este proporţională cu mărimea $[Q(a) - Q(x_1)]$; pentru $V_D \geqslant V_{PT} - |V_G|$, $x_2 \to a$ şi g_{ms} este proporţională cu aceiaşi mărime. Prin urmare se poate scrie

$$g_{d0}|_{V_D \to 0} = g_{ms}|_{V_D \geqslant V_{PT}} = g_0\left[1 - \left(\frac{V_G}{V_{PT}}\right)^{1/2}\right]. \tag{6.5.47}$$

Teoretic, în regim de saturaţie g_d ar trebui să fie zero; totuşi aşa cum rezultă din caracteristicile statice experimentale (fig. 6.5.5) conductanţa g_d are o valoare finită ce depinde de efectul de scurtare a canalului.

3) *Conductanţa de intrare* g_{in} se datoreşte curentului invers care circulă prin joncţiunea poartă-canal, polarizată invers; expresia curentului ($V_G < 0$) este

$$I_G = I_S(e^{V_G/V_T} - 1) \tag{6.5.48}$$

şi diferenţiind în raport cu V_G se obţine expresia conductanţei

$$g_{in} = \frac{1}{R_{in}} = \frac{\partial I_G}{\partial V_G} = \frac{I_G + I_S}{V_T}; \tag{6.5.49}$$

dacă presupunem $I_G \simeq 0$, atunci pentru valorile obişnuite $I_S = 10^{-10}$ A, rezultă $R_{in} = 250$ MΩ.

În calcule mai precise, pe lîngă g_{in}, trebuie luată în considerare şi conductanţa de reacţie dintre drenă şi poartă g_{dg}, rezultînd astfel schema echivalentă din figura 6.5.6*b*; în condiţii normale de funcţionare elementele cele mai importante sînt g_m, C_{gs}, g_d. La frecvenţe joase pot fi neglijate capacităţile între electrozi şi conductanţa de reacţie.

VI.5.5. Analiza structurii generalizate cu patru borne

În general tranzistorii JFET au porţile G_1, G_2 separate din punct de vedere electric iar profilele de dopare sînt neidentice; în acest paragraf se analizează pe scurt parametrii structurilor cu patru borne (porţi separate) avînd diferite profile de dopare.

a. Profil de dopare arbitrar (cu trecere continuă)

Considerăm tranzistorul JFET cu structură liniară avînd porţile separate (fig. 6.5.7*a*) şi un profil de dopare oarecare (fig. 6.5.7*b*) care se obţine prin difuzie; analiza structurii se efectuează în conformitate cu lucrările [61]—[63].

În figurile 6.5.7*c*, *d* sînt arătate simbolurile de reprezentare a tranzistorilor JFET cu patru borne, cu canal de tip *N*, respectiv tip *P*

1) *Curentul de drenă* I_D are expresia

$$I_D = -Z\frac{\mathrm{d}V(y)}{\mathrm{d}y}\int_{x_{n1}}^{x_{n2}} q\,\mu_n N(x)\,\mathrm{d}x \tag{6.5.50}$$

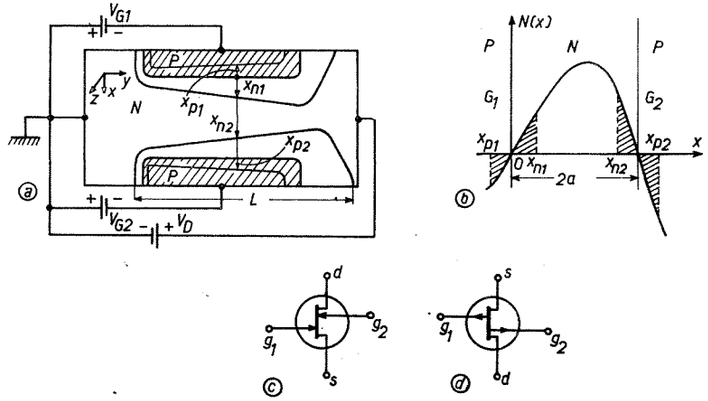


Fig. 6.5.7

unde, în general, μ_n este funcţie de E_y şi $N(x)$ iar $V(y) = V_G + V_b + V_D$ (V_G este negativ şi se ia în valoare absolută).

Multiplicăm cu dy şi integrăm de la sursă spre drenă, obţinem

$$I_D = -\int_{V_{10}}^{V_{1L}} g\,(V)\,\mathrm{d}V_1 - \int_{V_{20}}^{V_{2L}} g\,(V)\,\mathrm{d}V_2, \tag{6.5.50a}$$

unde

$$g\,(V) = \frac{Z}{L}\int_{x_{n_1}}^{x_{n_2}} q\,\mu_n N\,(x)\,\mathrm{d}x, \tag{6.5.51}$$

iar indicii 1, 2 se referă la porţile G_1, G_2. Funcţia $g(V)$ reprezintă conductanţa unei bare rectangulare de lungime L, secţiune $Z(x_{n2} - x_{n_1})$ şi conductivitate electrică egală cu conductivitatea medie a ariei canalului la dis-

tanţa y cînd tensiunile la bornele joncţiunilor sînt V_1, V_2; cu privire la tensiunile totale pe joncţiuni V_1, V_2 se pot face următoarele precizări

$$\left.\begin{aligned} V_{10} &= V_{G1} + V_{b1},\\ V_{1L} &= V_{G1} + V_{b1} + V_D,\\ V_{20} &= V_{G2} + V_{b2},\\ V_{2L} &= V_{G2} + V_{b2} + V_D \end{aligned}\right\}. \tag{6.5.52}$$

În regim de saturaţie expresia curentului este

$$I_{DS} = -\int_{V_{10}}^{V'_{1L}} g\,(V)\,\mathrm{d}V_1 - \int_{V_{20}}^{V'_{2L}} g\,(V)\,\mathrm{d}V_2, \tag{6.5.53}$$

unde V'_{1L}, V'_{2L} sînt tensiunile care asigură regimul de saturaţie.

2) *Transconductanţele porţilor* g_{m1}, g_{m2} pot fi calculate separat (ţinînd cont de relaţia dintre lărgimea de trecere şi tensiunile totale pe joncţiuni)

$$g_{m1} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{G1}} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{10}}\frac{\partial V_{10}}{\partial V_{G1}} + \frac{\partial I_D}{\partial V_{1L}}\frac{\partial V_{1L}}{\partial V_{G1}}, \tag{6.5.54}$$

$$g_{m2} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{G2}} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{20}}\frac{\partial V_{20}}{\partial V_{G2}} + \frac{\partial I_D}{\partial V_{2L}}\frac{\partial V_{2L}}{\partial V_{G2}}. \tag{6.5.55}$$

Relaţia (6.5.51) devine

$$g\,(V) = g\,(V_1) + g\,(V_2), \tag{6.5.56}$$

unde

$$\left.\begin{aligned} g\,(V_1) &= \frac{qZ}{L}\int_{x_{n1}}^{a} \mu_n N\,(x)\,\mathrm{d}x,\\ g(V_2) &= \frac{qZ}{L}\int_{a}^{x_{n_2}} \mu_n N\,(x)\,\mathrm{d}x. \end{aligned}\right\} \tag{6.5.57}$$

Cu aceste notaţii expresia (6.5.50a) devine

$$I_D = -\int_{V_{10}}^{V_{1L}} g\,(V_1)\,\mathrm{d}V_1 + \int_{V_{20}}^{V_{2L}} g\,(V_2)\,\mathrm{d}V_2. \tag{6.5.58}$$

Ţinînd cont de ultima relaţie şi de faptul că

$$\frac{\partial V_{10}}{\partial V_{G1}} = \frac{\partial V_{1L}}{\partial V_{G1}} = \frac{\partial V_{20}}{\partial V_{G2}} = \frac{\partial V_{2L}}{\partial V_{G2}} = 1, \tag{6.5.59}$$

transconductanţele devin

$$g_{m1} = g(V_{10}) - g(V_{1L}), \tag{6.5.60}$$

$$g_{m2} = g(V_{20}) - g(V_{2L}), \tag{6.5.61}$$

unde

$$\left.\begin{aligned} g(V_{10}) &= \frac{qZ}{L}\int_{x_{n1s}}^{a} \mu_n N(x)\,dx, \\ g(V_{20}) &= \frac{qZ}{L}\int_{a}^{x_{n2s}} \mu_n N(x)\,dx, \\ g(V_{1L}) &= \frac{qZ}{L}\int_{x_{n1d}}^{a} \mu_n N(x)\,dx, \\ g(V_{2L}) &= \frac{qZ}{L}\int_{a}^{x_{n2d}} \mu_n N(x)\,dx \end{aligned}\right\} \tag{6.5.62}$$

în care s-a notat : x_{n1s}, x_{n2s} lărgimile regiunilor de trecere lîngă sursă; x_{n1d}, x_{n2d} lărgimile regiunilor de trecere lîngă drenă.

Transconductanţa totală este

$$g_m = g_{m1} + g_{m2} = g(V_{10},\ V_{20}) - g(V_{1L},\ V_{2L}) \tag{6.5.63}$$

unde

$$\left.\begin{aligned} g(V_{10}, V_{20}) &= \frac{qZ}{L}\int_{x_{n1s}}^{x_{n2s}} \mu_n N(x)\,dx, \\ g(V_{1L}, V_{2L}) &= \frac{qZ}{L}\int_{x_{n1d}}^{x_{n2d}} \mu_n N(x)\,dx. \end{aligned}\right\} \tag{6.5.64}$$

Valoarea maximă a transconductanţei se obţine cînd $V_{10} = V_{20} = 0$, $V_{1L} = V_{2L} = V_{PT}$

$$g_0 = \frac{qZ}{L}\int_{0}^{2a} \mu_n N(x)\,dx. \tag{6.5.65}$$

3) *Conductanţa de ieşire* g_d are expresia

$$g_d = \frac{\partial I_D}{\partial V_D} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{1L}}\frac{\partial V_{1L}}{\partial V_D} + \frac{\partial I_D}{\partial V_{2L}}\frac{\partial V_{2L}}{\partial V_D}, \tag{6.5.66}$$

ţinînd cont de (6.5.50*a*) şi de relaţia

$$\frac{\partial V_{1L}}{\partial V_D} = \frac{\partial V_{2L}}{\partial V_D} = 1, \tag{6.5.67}$$

rezultă

$$g_d = g(V_{1L}) + g(V_{2L}). \tag{6.5.68}$$

b. Joncţiuni abrupte cu concentraţii de dopare diferite fig. (6.5.8)

Rezultatele obţinute la aliniatul a) pot fi particularizate pentru cazul joncţiunilor abrupte; tensiunile $V_1(y)$, $V_2(y)$ pot fi exprimate în funcţie de lărgimile regiunilor de trecere şi de concentraţiile de dopare

$$V_1(y) = \frac{-q}{2\varepsilon} x_{n_1}^2 N_D\left(1 - \frac{N_D}{N_{A1}}\right), \tag{6.5.69}$$

$$V_2(y) = \frac{-q}{2\varepsilon}(2a - x_{n2})^2 N_D\left(1 - \frac{N_D}{N_{A2}}\right), \tag{6.5.70}$$

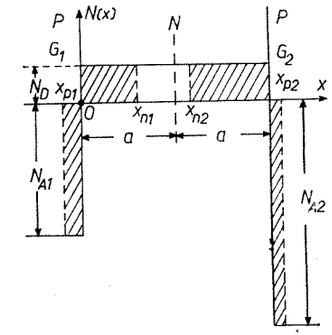


Fig. 6.5.8

care pot fi puse sub forma

$$\left.\begin{aligned} V_1(y) &= V_0\left(\frac{x_{n1}}{a}\right)^2, \\ V_2(y) &= DV_0\left(2 - \frac{x_{n2}}{a}\right)^2, \end{aligned}\right\} \tag{6.5.71}$$

în care

$$D = \frac{1 - N_D/N_{A2}}{1 - N_D/N_{A1}}, \tag{6.5.72}$$

$$V_0 = \frac{-q}{2\varepsilon} a^2 N_D\left(1 - \frac{N_D}{N_{A1}}\right). \tag{6.5.73}$$

Mărimea D se numeşte constantă de dopare, iar V_0 reprezintă potenţialul de penetraţie totală cînd $N_{A1} = N_{A2}$ şi porţile sînt conectate împreună. Presupunînd μ_n independent de cîmp, curentul de drenă poate fi pus sub forma

$$I_D = -\int_{V_{10}}^{V_{1L}} \frac{g_0}{2}\left[2 - \left(\frac{(V_1(y) + V_{20} - V_{10}}{V_0}\right)^{1/2} - \left(\frac{V_1(y)}{V_0}\right)^{1/2}\right] \mathrm{d}V_1(y), \quad (6.5.74)$$

unde

$$g_0 = \frac{2aZ\mu_n q N_D}{L}. \quad (6.5.75)$$

1) *Transconductanţele joncţiunilor* g_{m1}, g_{m2}.
Din (6.5.60), (6.5.61) şi (6.5.71) se obţine

$$g_{m1} = \frac{g_0}{2}\left[\left(\frac{V_{G1} + V_{b1} + V_D}{V_0}\right)^{1/2} - \left(\frac{V_{G1} + V_{b1}}{V_0}\right)^{1/2}\right], \quad (6.5.76)$$

$$g_{m2} = \frac{g_0}{2D^{1/2}}\left[\left(\frac{V_{G2} + V_{b2} + V_D}{V_0}\right)^{1/2} - \left(\frac{V_{G2} + V_{b2}}{V_0}\right)^{1/2}\right]. \quad (6.5.77)$$

În regiunea nesaturată g_{m1} şi g_{m2} sînt independente între ele, depinzînd de tensiunea negativă aplicată pe poarta respectivă şi tensiunea de drenă; trecînd la saturaţie g_{m1} şi g_{m2} depind simultan de V_{G1} şi V_{G2}. Notînd $x_{n1d} = x_{n2d} = x'_d$ valorile de saturaţie, se obţine

$$\frac{x'_d}{a} = \frac{2D - 2\sqrt{D^2 - (D-1)(D-M)}}{D-1}, \quad (6.5.78)$$

unde

$$M = \frac{V_{G2} - V_{G1}}{4V_0}. \quad (6.5.79)$$

Utilizînd (6.5.78) ca o condiţie limită în (6.5.62) şi introducînd în (6.5.60), (6.5.61) se obţin valorile de saturaţie ale transconductanţelor

$$g_{m1S} = \frac{g_0}{2}\left[\frac{2D - 2\sqrt{D + M(D-1)}}{D-1} - \left(\frac{V_{G1} + V_{b1}}{V_0}\right)^{1/2}\right], \quad (6.5.80)$$

$$g_{m2S} = \frac{g_0}{2}\left[2 - \left(\frac{V_{G2} + V_{b2}}{DV_0}\right)^{1/2} - \frac{2D - 2\sqrt{D + M(D-1)}}{D-1}\right], \quad (6.5.81)$$

iar transconductanţa totală este

$$g_{ms} = g_0\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{V_{G1} + V_{b1}}{V_0}\right)^{1/2} - \frac{1}{2}\left(\frac{V_{G2} + V_{b2}}{DV_0}\right)^{1/2}\right]. \quad (6.5.82)$$

2) *Conductanţa de ieşire* g_d se obţine prin explicitarea relaţiei (6.5.68) ţinînd cont de (6.5.62)

$$g_d = \frac{qZ\mu_n N_D}{L}(x_{n2d} - x_{n1d}) \quad (6.5.83)$$

care, avînd în vedere relaţiile (6.5.71)÷(6.5.73), poate fi scrisă sub forma

$$g_d = g_0\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{V_{G1} + V_{b1} + V_D}{V_0}\right)^{1/2} - \frac{1}{2}\left(\frac{V_{G2} + V_{b2} + V_D}{V_0}\right)^{1/2}\right]. \quad (6.5.84)$$

Făcînd $D = 1$, $V_D = 0$ şi $V_{G1} = V_{G2}$, ultima relaţie devine identică cu (6.5.47).
Relaţiile obţinute la aliniatul a) pot fi particularizate uşor şi pentru joncţiuni gradate.

VI.5.6. Tranzistori MOSFET, construcţie, funcţionare

Spre deosebire de tranzistorii JFET, la tranzistorii MOSFET poarta G este separată de semiconductor printr-un strat izolator foarte subţire, fapt pentru care aceşti tranzistori se mai numesc IGFET (*I*nsulated-*G*ate FET). Tranzistorii MOSFET se împart în două categorii, drept criteriu servind modul de formare a canalului conductiv între sursă şi drenă. În prima categorie intră tranzistori cu *strat de inversiune sau îmbogăţit* (enhancement—type MOSFET); aceşti tranzistori se mai numesc cu *canal indus*. În categoria a doua intră tranzistorii cu *strat sărăcit* (depletion-type MOSFET); aceşti tranzistori se mai numesc cu *canal iniţial*. Avînd în vedere că în locul stratului de oxid poate fi utilizat un izolator oarecare, aceşti tranzistori sînt denumiţi adesea MISFET.

a. Tranzistori MOSFET cu strat de inversiune (cu canal indus)

În funcţie de natura dopării barei semiconductoare ce formează substratul deosebim două variante: substrat de tip P (canal de tip N) şi substrat de tip N (canal de tip P).
Considerăm un tranzistor MOSFET cu strat de inversiune avînd canalul de tip N (fig. 6.5.9*a*): pe un substrat format dintr-o bară semiconductoare (Si) de tip P prin difuzie se creează două regiuni N puternic dopate,

sursa şi drena, apoi se depune stratul izolator (SiO_2 sau SiNa), iar poarta este realizată sub forma unei plăcuţe metalice (Al). Simbolurile de reprezentare ale tranzistorilor MOSFET cu strat de inversiune sînt arătate în figurile 6.5.9*b*, *c*.

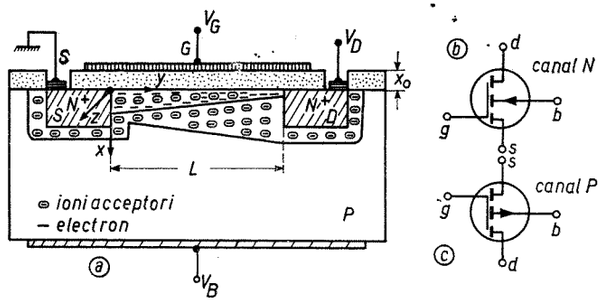


Fig. 6.5.9

Funcţionarea poate fi urmărită cu ajutorul figurii 6.5.10. În absenţa tensiunilor externe, datorită regiunilor de trecere ale diodelor N^+P şi PN^+ (fig. 6.5.10*a*) spaţiul dintre sursă şi drenă are o rezistenţă foarte mare

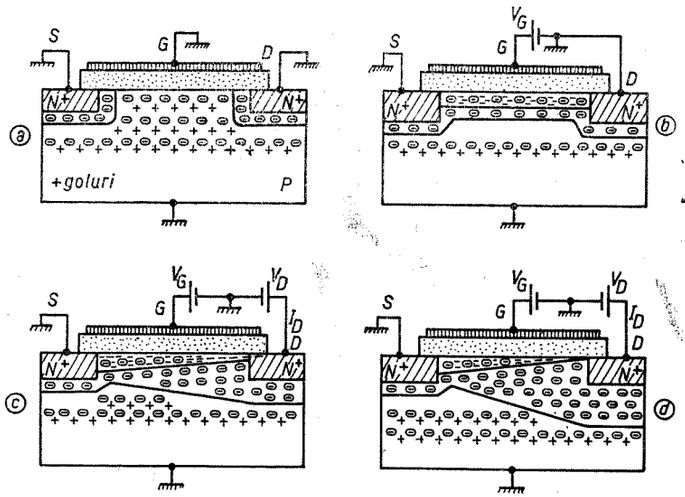


Fig. 6.5.10

(cele două diode sînt conectate în opoziţie); curentul care poate circula între sursă şi drenă este foarte mic, — curentul invers al unei diode. Aplicînd un potenţial pozitiv pe poarta G (substratul este conectat la masă

$V_B = 0$) în semiconductor este indusă o sarcină spaţială (fig. 6.5.10*b*): în imediata apropiere a suprafeţei ia naştere un canal de sarcină negativă de mare concentraţie format în special din electroni mobili; urmează un strat format numai din ioni acceptori negativi (golurile fiind îndepărtate conductivitatea este practic nulă). Stratul format din electroni mobili se numeşte *canal indus de tip N*, şi constituie un strat de inversiune (electronii sînt purtători minoritari); acest canal constituie o legătură electrică directă între sursă şi drenă, astfel curentul de drenă poate fi controlat cu ajutorul tensiunii pozitive V_G.

Dacă pe drenă se aplică un potenţial pozitiv în lungul canalului are loc o cădere de tensiune care face ca intensitatea cîmpului normal pe suprafaţă să fie mai mare în apropierea sursei şi mai mic în apropierea drenei; din această cauză densitatea electronilor mobili din canalul indus se micşorează pe măsura apropierii de drenă (fig. 6.5.10*c*). Întrucît diferenţa de potenţial dintre canal şi regiunea P este mai mare în apropierea drenei, în această porţiune regiunea sărăcită de goluri va avea dimensiuni mai mari. Mărind treptat tensiunea V_D se ajunge la situaţia de *blocare a canalului* (fig. 6.5.10*d*) cînd curentul de drenă are o valoare constantă, numită de saturaţie, fenomen similar cu penetraţia totală dintre tranzistorii JFET; la tensiuni de drenă mai mari are loc efectul de scurtare a canalului.

Caracteristicile statice $I_D = f(V_D)$ avînd V_G parametru sînt arătate în figura 6.5.11*a*, unde distingem o regiune nesaturată $V_D < V_{DS}$, şi regiunea saturată $V_D > V_{DS}$ în care au loc fenomenele de blocare şi scurtare a canalului (scurtarea canalului cauzează uşoara creştere a curentului I_D faţă de valoarea I_{DS}). O altă caracteristică importantă a tranzistorilor MOSFET

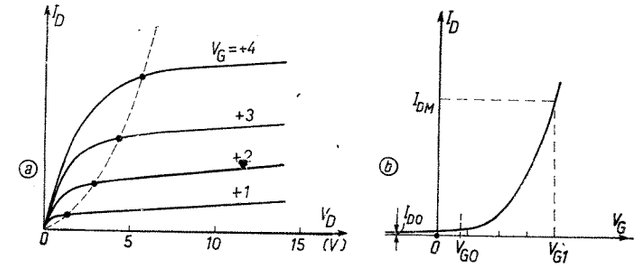


Fig. 6.5.11

cu strat de inversiune este cea de transfer $I_D = f(V_G)$ (fig. 6.5.11*b*), pe care deosebim cîteva valori importante pentru caracterizarea tranzistorului: la tensiuni $V_G < 0$ curentul este foarte mic I_{D0} (egal cu curentul invers al joncţiunii N^+P) iar pentru $V_G > 0$ curentul I_D începe să crească, la început lent apoi mai repede; V_{G0} pentru care curentul ia o anumită valoare distinctă de I_{D0} constituie un parametru de catalog. Firma producătoare indică şi curentul maxim de drenă I_{DM} precum şi tensiunea V_G corespunzătoare.

Funcționarea tranzistorilor MOSFET cu substrat de tip N (canal tip P) este similară cu cea descrisă mai sus; se schimbă polaritatea tensiunilor V_G, V_D și natura purtătorilor mobili.

b. Tranzistori MOSFET cu strat sărăcit (canal inițial)

Construcția tranzistorilor MOSFET cu strat sărăcit diferă de cea a tranzistorilor cu strat de inversiune prin faptul că între regiunile N^+ (sursa și drena) se realizează un strat de tip N prin difuzie sau creștere epitaxială (fig. 6.5.12*a*). Astfel la tensiuni $V_G = 0$ între sursă și drenă

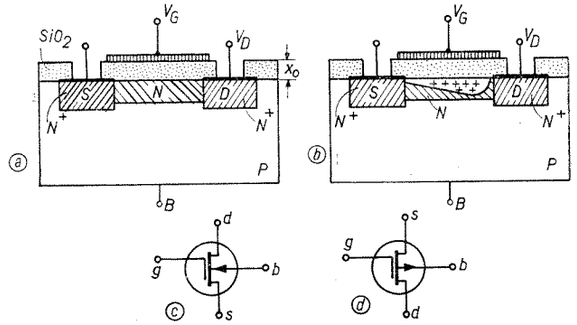


Fig. 6.5.12

poate circula un curent important de purtători majoritari întrucît conductivitatea regiunii N este substanțial diferită de zero. Simbolurile de reprezentare ale tranzistorilor MOSFET cu strat sărăcit sînt arătate în figurile 6.5.12*c*, *d*.

Funcționarea tranzistorului cu strat sărăcit decurge astfel: aplicînd tensiuni V_G negative, în apropierea suprafeței se induce o sarcină spațială pozitivă care sărăcește regiunea N de purtători majoritari (fig. 6.5.12*b*); drept urmare conductivitatea dintre sursă și drenă se micșorează iar curentul I_D scade. La tensiuni V_G negative suficient de mari, regiunea sărăcită din apropierea drenei ($V_D > 0$) se întinde pe întreg canalul N, fenomen similar cu penetrația totală din tranzistorii JFET; această tensiune se numește tensiune de blocare V_{Gb}.

Trebuie remarcat că tranzistorul MOSFET arătat în figura 6.5.12*a* poate funcționa în regim cu strat îmbogățit dacă pe poartă se aplică un potențial pozitiv; într-adevăr cînd $V_G > 0$ în apropierea suprafeței semiconductorului se induce un strat de sarcini negative (electroni mobili) de mare densitate care mărește și mai mult conductanța sursă-drenă și curentul I_D crește.

Caracteristicile statice $I_D = f(V_D)$ cu V_G parametru ale tranzistorului cu strat sărăcit, avînd canal de tip N, sînt arătate în figura 6.5.13*a*; pentru $V_G < 0$ funcționează în regim cu strat sărăcit, pentru $V_G > 0$, în regim cu strat îmbogățit; în figura 6.5.13*b* este reprezentată caracteristica de transfer $I_D = f(V_G)$, unde sînt arătate tensiunea de blocare V_{Gb} și curentul de drenă maxim I_{DM}. În cazul structurilor cu substrat de tip N (canal tip P) tensiunea V_G este pozitivă iar V_D negativă.

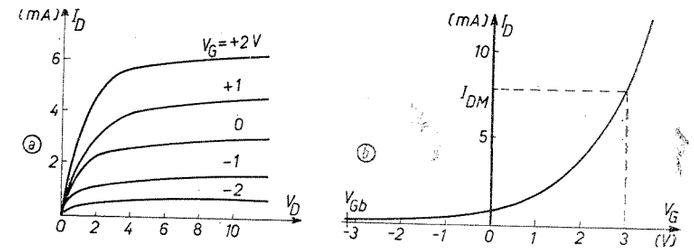


Fig. 6.5.13

În încheierea acestui paragraf facem cîteva precizări cu privire la influența stărilor și sarcinilor de suprafață. S-a constatat experimental că în stratul de oxid totdeauna există o sarcină de suprafață pozitivă, care este echivalentă cu aplicarea unei tensiuni pozitive pe poartă. La tranzistorii MOSFET cu strat de inversiune și canal de tip N (fig. 6.5.10) va exista un strat de inversiune (deci va putea circula un curent I_D) în absența tensiunii de poartă: aplicînd tensiuni V_G pozitive curentul I_D crește, tranzistorul funcționează în regim cu strat îmbogățit; aplicînd tensiuni V_G negative, I_D scade, tranzistorul funcționează în regim cu strat sărăcit. Din această cauză caracteristicile statice experimentale $I_D = f(V_D)$ ale tranzistorilor MOSFET cu canal N conțin un domeniu cu $V_G > 0$ și unul cu $V_G < 0$ adică tranzistorul poate funcționa fie în regim de strat îmbogățit fie în regim de strat sărăcit. În majoritatea cazurilor valoarea sarcinilor pozitive din izolator este foarte mare și tranzistorul cu canal N funcționează de regulă în regim de strat sărăcit. Tensiunea negativă V_G care reduce la zero curentul de drenă se numește tensiune prag V_T. La tranzistorii cu canal P sarcina pozitivă de suprafață din izolator induce în semiconductor o sarcină negativă în apropierea suprafeței dînd naștere unui canal N iar între sursă și drenă nu poate circula curent; pentru a crea stratul de inversiune este necesar ca tensiunea negativă aplicată pe poartă să depășească o anumită valoare prag. Rezultă că tranzistorii cu canal P funcționează numai în regim cu strat îmbogățit; tranzistorii cu canal N funcționează numai în regim cu strat îmbogățit dacă substratul este puternic dopat.

VI.5.7. Teoria elementară a tranzistorilor MOSFET

Pentru deducerea expresiei aproximative a curentului de drenă în regiunea nestaturată ne referim la un tranzistor cu strat de inversiune (fig. 6.5.9*a*) şi facem următoarele ipoteze simplificatoare [53], [64]: 1) se neglijează stările de suprafaţă şi potenţialul de contact metal-izolator şi se presupune că izolatorul posedă o sarcină de suprafaţă Q_{SS} pe unitate de arie; 2) sarcina aplicată pe poartă induce în semiconductor o sarcină mobilă, egală şi de semn contrar, în imediata apropiere a suprafeţei de separaţie; 3) mobilitatea purtătorilor nu depinde de intensitatea cîmpului normal pe suprafaţă sau din lungul canalului.

Curentul I_D dă naştere căderii de tensiune $V(y)$ în lungul canalului, prin urmare la distanţa y de sursă diferenţa de potenţial dintre poartă şi canal este $V_G - V(y)$. Considerăm un element de arie $Z\mathrm{d}y$ la distanţa y de sursă; sarcina indusă pe această arie de către sarcina de suprafaţă Q_{SS} şi tensiunea $V_G - V(y)$ este

$$\mathrm{d}Q_c = -[V_G - V(y)]C_0 Z\mathrm{d}y - Q_{SS} Z\mathrm{d}_y = -C_0[V_G - V_T - V(y)]Z\mathrm{d}y, \quad (6.5.85)$$

unde $C_0 = \varepsilon_i/x_0$ este capacitatea pe unitate de arie; $V_T = -Q_{SS}/C_0$ reprezintă tensiunea prag care reduce curentul de drenă la zero.

În presupunerea că toate sarcinile induse sînt mobile, curentul I_D are expresia

$$I_D = \left| \mu_n \frac{\mathrm{d}Q_c}{\mathrm{d}y} \frac{\mathrm{d}V(y)}{\mathrm{d}y} \right|, \quad (6.5.86)$$

şi ţinînd seama de (6.5.85) rezultă

$$I_D = \mu_n C_0 Z [V_G - V_T - V(y)] \frac{\mathrm{d}V(y)}{\mathrm{d}y}. \quad (6.5.87)$$

Integrînd în lungul canalului între 0 şi L pentru care $V(0) = 0$, $V(\mathrm{L}) = V_D$ rezultă

$$\int_0^L I_D \,\mathrm{d}y = \int_0^{V_D} \mu_n C_0 Z [V_G - V_T - V(y)]\mathrm{d}V(y); \quad (6.5.88)$$

avînd în vedere că I_D nu variază cu distanţa

$$I_D = \frac{\mu_n C_0 Z}{L}\left[(V_G - V_T)V_D - \frac{V_D^2}{2}\right]. \quad (6.5.89)$$

Penetraţia totală a canalului lîngă drenă (fig. 6.5.10*d*) survine pentru $V_D = V_G - V_T$ cînd curentul ia valoarea maximă (de saturaţie)

$$I_{DS} = \frac{\mu_n C_0 Z}{2L}(V_G - V_T)^2 = \frac{K_N}{2}(V_G - V_T)^2, \quad (6.5.90)$$

unde $K_N = \mu_n C_0 Z/L$.

Expresia analitică a transconductanţei poate fi uşor dedusă prin derivarea (6.5.89) în raport cu V_G

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_G} = K_N V_D, \quad (6.5.91)$$

iar în cazul saturaţiei din (6.5.90) rezultă

$$g_{ms} = K_N (V_G - V_T). \quad (6.5.92)$$

VI. 5. 8. Teoria statică generală a tranzistorilor MOSFET cu strat de inversiune

În cadrul teoriei generale se ţine seama de condiţiile de neechilibru la contactul izolator-semiconductor, de prezenţa sarcinilor şi stărilor de suprafaţă, de influenţa substratului şi de legea de variaţie a purtătorilor în semiconductor. Este necesar un studiu preliminar al structurii MOS în condiţii statice şi de neechilibru.

a. Studiul analitic al structurii MOS

Se urmăreşte obţinerea unor expresii analitice pentru distribuţia sarcinilor şi a potenţialului în interiorul semiconductorului (în regiunea apropiată de izolator). Se fac următoarele presupuneri: 1) suportul semiconductor este infinit gros şi uniform dopat; 2) concentraţia de dopare este moderată, adică semiconductorul poate fi considerat nedegenerat; 3) lipsesc curenţii traversali; 4) densitatea purtătorilor (electroni sau goluri) de pe stările interfeţe sau din oxid este independentă de tensiunea aplicată structurii; 5) se neglijează efectele de cîmp intens din interiorul semiconductorului; 6) sarcina de suprafaţă (din izolator) pe unitate de arie este Q_{SS}.

1) *Sarcina şi potenţialul în interiorul semiconductorului.*

Considerăm o structură MOS cu semiconductor de tip P uniform dopat (fig. 6.5.14*a*) în condiţii de echilibru; prezenţa sarcinii pozitive

Q_{SS} deformează zonele energetice în absenţa unei tensiuni externe. În interiorul semiconductorului densitatea de sarcină are expresia

$$\rho(x) = q(p - n + N), \tag{6.5.93}$$

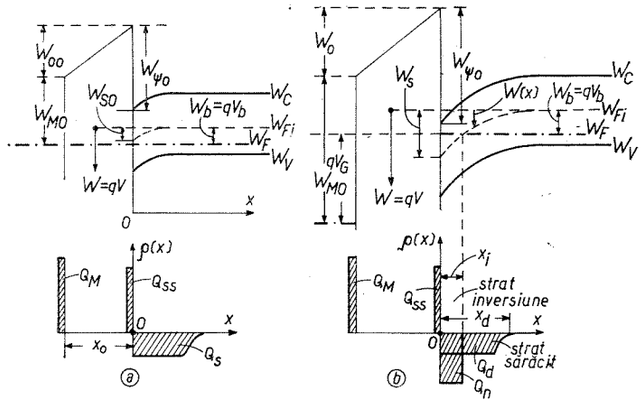


Fig. 6.5.14

unde, în general, $N = N_D^+ - N_A^-$ (pentru semiconductorul de tip P este negativ).

Pentru un semiconductor nedegenerat densităţile de goluri şi electroni pot fi puse sub forma (în condiţii de echilibru)

$$p = n_i\, e^{(V_b - V)/V_T}; \quad n = n_i\, e^{-(V_b - V)/V_T}. \tag{6.5.94}$$

Ţinînd cont că în interiorul semiconductorului $\rho(x) = 0$ şi $V = 0$ din (6.5.93) şi (6.5.94) obţinem

$$N = -2n_i \operatorname{sh}(V_b/V_T). \tag{6.5.95}$$

Introducînd expresiile mărimilor p, n, N în (6.5.93) se obţine

$$\rho(x) = 2qn_i\left[\operatorname{sh}\frac{V_b - V}{V_T} - \operatorname{sh}\frac{V_b}{V_T}\right]. \tag{6.5.96}$$

Ecuaţia lui Poisson

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{2qn_i}{\varepsilon}\left[\operatorname{sh}\frac{V_b - V}{V_T} - \operatorname{sh}\frac{V_b}{V_T}\right], \tag{6.5.97}$$

poate fi scrisă mai concis dacă se introduc notaţiile

$$V_b/V_T = u_b; \quad V/V_T = u; \quad L_D = \left(\frac{\varepsilon V_T}{2qn_i}\right)^{1/2}; \tag{6.5.98}$$

rezultă

$$\frac{d^2u}{dx^2} = \frac{1}{L_D^2}[\operatorname{sh}u_b - \operatorname{sh}(u_b - u)]. \tag{6.5.99}$$

Integrăm ţinînd cont că la $x = \infty$ avem $u = 0$, $du/dx = 0$; obţinem

$$\frac{du}{dx} = \pm\frac{\sqrt{2}}{L_D}[u \operatorname{sh}u_b + \operatorname{ch}(u_b - u) - \operatorname{ch}u_b]^{1/2}. \tag{6.5.100}$$

Cîmpul electric la suprafaţă este

$$E_S = -V_T\left(\frac{du}{dx}\right)_{u = u_s} \tag{6.5.101}$$

şi ţinînd cont de (6.5.100) rezultă

$$E_S = \mp\frac{\sqrt{2}V_T}{L_D}[u_s \operatorname{sh}u_b + \operatorname{ch}(u_b - u_s) - \operatorname{ch}u_b]^{1/2}. \tag{6.5.102}$$

Sarcina totală pe unitate de suprafaţă se obţine prin aplicarea legii lui Gauss

$$Q_S = -\varepsilon E_S = \pm\frac{\sqrt{2}\varepsilon V_T}{L_D}[u_s \operatorname{sh}u_b + \operatorname{ch}(u_b - u_s) - \operatorname{ch}u_b]^{1/2}. \tag{6.5.103}$$

Dacă Q_{SS} este suficient de mare sau dacă se aplică potenţialul pozitiv V_G pe metal (fig. 6.5.14*b*) în apropierea suprafeţei de separaţie ia naştere un strat de inversiune; pentru a calcula sarcina formată din electroni în stratul de inversiune, trebuie integrat produsul qn în limitele $x = 0$, $x = x_i$, unde x_i reprezintă lărgimea stratului de inversiune (punctul unde $W_{Fi} = W_F$)

$$Q_n = -q\int_0^{x_i} n\,dx. \tag{6.5.104}$$

Înlocuind pe n cu valoarea sa din (6.5.94) şi trecînd la variabila u se obţine

$$Q_n = -q\int_{u_s}^{u_b} \frac{n_i\, e^{-(u_b-u)}}{du/dx}\, du; \qquad (6.5.105)$$

raportul du/dx se înlocuieşte cu valoarea sa din (6.5.100) rezultînd expresia

$$Q_n = \frac{qn_i L_D}{\sqrt{2}}\int_{u_s}^{u_b} \frac{n_i\, e^{-(u_b-u)}}{[u\,\mathrm{sh}\,u_b + \mathrm{ch}\,(u_b-u) - \mathrm{ch}\,u_b]^{1/2}}\, du, \qquad (6.5.106)$$

care poate fi evaluată prin calculul numeric.

2) *Structura MOS în condiţii de neechilibru.*

În condiţii de neechilibru densităţile purtătorilor sînt date de (6.5.94). Condiţiile de neechilibru survin în regimul normal de funcţionare al tranzistorului MOSFET cînd este aplicată tensiunea V_D şi circulă curentul I_D; fiind un curent lateral pentru structura MOS, I_D modifică distribuţia purtătorilor faţă de (6.5.94). Pentru uşurinţa studiului se introduc potenţialele V_p şi V_n, astfel încît distribuţiile purtătorilor au expresiile

$$\left.\begin{aligned} p &= n_i\, e^{-[(V_p]-V)/V_T} = n_i\, e^{(u_p-u)},\\ n &= n_i\, e^{-(V_n-V)/V_T} = n_i e^{-(u_n-u)}.\end{aligned}\right\} \qquad (6.5.107)$$

La echilibru $V_n = V_p = V_b$ şi $np = n_i^2$; la neechilibru $V_n \neq V_p$ şi $np \neq n_i^2$. Mărimile $W_p = qV_p$, $W_n = qV_n$ se numesc cvasinivele Fermi pentru goluri şi electroni; dacă este cunoscută forma acestor cvasinivele, se pot determina distribuţiile purtătorilor. Rezolvarea sub formă generală a problemei se poate efectua numai prin calcul numeric; pentru a găsi o soluţie analitică aproximativă se face presupunerea simplificatoare că cvasinivelele Fermi rămîn constante în limitele regiunii de trecere (fig. 6.5.15), este *aproximaţia de cvasiechilibru* [65].

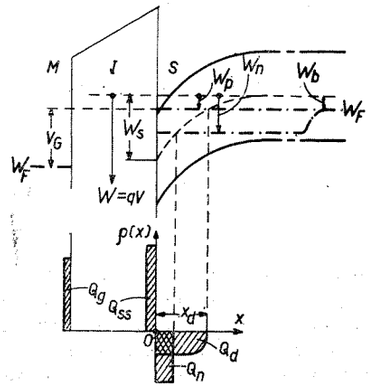


Fig. 6.5.15

Pentru obţinerea expresiei sarcinii totale din semiconductor Q_S în condiţii de cvasiechilibru se pleacă de la expresia densităţii de sarcină (6.5.93) ţinîndu-se cont că pent ruregiunea $x_d < x < L_D$ (fig. 6.5.15) avem $u = 0$, $\rho(x) = 0$. Introducînd (6.5.107) în (6.5.93) se obţine

$$N = -2n_i\, e^{u_1}\, \mathrm{sh}\,u_2, \qquad (6.5.108)$$

unde

$$u_1 = \frac{u_p - u_n}{2} = \frac{V_p - V_n}{2V_T};\quad u_2 = \frac{u_p + u_n}{2} = \frac{V_p + V_n}{2V_T}. \qquad (6.5.109)$$

Înlocuind în (6.5.93) expresiile mărimilor p, n, N rezultă

$$\rho(x) = 2n_i\, qe^{u_1}[\mathrm{sh}\,(u_2 - u) - \mathrm{sh}u_2], \qquad (6.5.110)$$

expresie similară cu (6.5.96), observînd că u_b este înlocuit cu u_2 şi se adaugă factorul e^{u_1}. Condiţiile la limită fiind aceleaşi ca în situaţia de echilibru, expresiile cîmpului electric şi sarcinii totale sînt similare cu (6.5.102), (6.5.103), adică

$$E_S = \pm\frac{\sqrt{2}V_T}{L_D}\, e^{u_1/2}\,[u_s\,\mathrm{sh}\,u_2 + \mathrm{ch}\,(u_2 - u) - \mathrm{ch}\,u_2]^{1/2}, \qquad (6.5.111)$$

$$Q_S = -\varepsilon E_S = \mp\frac{\sqrt{2}\varepsilon V_T}{L_D}\cdot e^{u_1/2}\,[u_s\,\mathrm{sh}\,u_2 + \mathrm{ch}\,(u_2 - u) - \mathrm{ch}\,u_2]^{1/2}. \qquad (6.5.112)$$

Sarcina electronică din stratul de inversiune va fi (prin analogie cu (6.5.106))

$$Q_n = \frac{qn_i L_D}{\sqrt{2}}\, e^{-u_1/2}\int_{u_s}^{u_n} \frac{e^{-(u_n-u)}}{[u\mathrm{sh}u_2 + \mathrm{ch}\,(u_2 - u) - \mathrm{ch}u_2]^{1/2}}\, du, \qquad (6.5.113)$$

iar capacitatea de joasă frecvenţă are expresia

$$C_s = -\frac{dQ_S}{dV_S} = -\frac{1}{V_T}\frac{dQ_S}{du_s} = \frac{q\varepsilon n_i\, e^{u_1}}{Q_S}[N + 2n_i\,\mathrm{sh}\,(u_2 - u_s)]. \qquad (6.5.114)$$

3) *Structura MOS cu suprafaţă controlată.*

Cu ajutorul aproximaţiei de cvasiechilibru pot fi studiate proprietăţile unei structuri MOS la care suprafaţa semiconductorului este controlată de către o tensiune suplimentară. Structura MOS cu suprafaţă controlată este arătată în figura 6.5.16*a*; după cum rezultă din figură, pe o anumită porţiune a suprafeţei semiconductorului se realizează o regiune N^+ care constituie un strat conductor conectat la stratul de inversiune.

Presupunem că sarcina Q_{ss} şi tensiunea V_{GS} formează un strat de inversiune (de electroni mobili) de mare densitate astfel încît potenţialul de contact (difuzie) dintre regiunea N^+ şi stratul de inversiune să poată fi neglijat. Dacă tensiunea V_{SC} este zero (în raport cu suportul semiconductor)

sîntem în condiţii de echilibru (fig. 6.5.14); dacă există strat de inversiune şi V_{SC} este diferit de zero ($V_{SC}>0$) atunci potenţialul de suprafaţă $V_S = W_S/q$ va fi controlat de către V_{SC}. În realitate V_{SC} apare ca diferenţa dintre cvasinivelele Fermi ale electronilor şi golurilor (fig. 6.5.16*b*) adică $V_{SC} = V_n - V_p$.

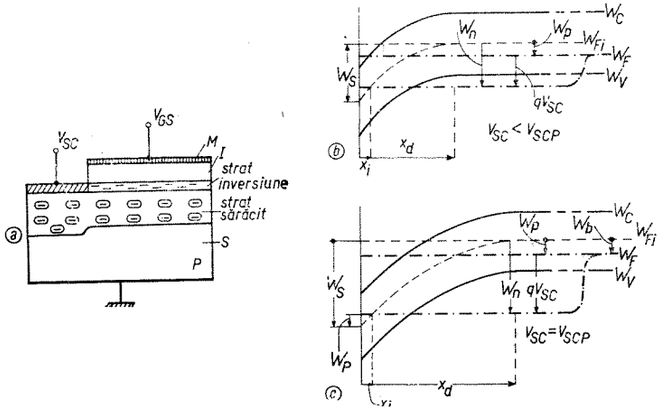


Fig. 6.5.16

Considerăm acum că V_{GS} este constant şi V_{SC} creşte, adică creşte diferenţa $V_n - V_p$; drept urmare cîmpul electric în interiorul stratului de oxid se micşorează, iar în semiconductor creşte. Din această cauză are loc mărirea stratului sărăcit în detrimentul stratului de inversiune, aşa cum rezultă din figura 6.5.16*b*; crescînd în continuare tensiunea V_{SC} se ajunge la situaţia cînd stratul de inversiune devine neglijabil în raport cu stratul sărăcit (fig. 6.5.16*c*) şi cuplajul dintre regiunea N^+ şi semiconductor este total înlăturat. În aceste condiţii regiunea N^+ pierde proprietăţile de control asupra potenţialului de la suprafaţa semiconductorului, acesta putînd fi controlat numai de tensiunea V_{GS}.

Valoarea tensiunii V_{SC} necesară pentru reducerea totală a stratului de inversiune se numeşte tensiune de penetraţie totală V_{SCP} (prin analogie cu efectul similar de la tranzistorii JFET); dacă într-o primă aproximaţie se consideră că tensiunea de penetraţie totală reprezintă valoarea lui V_{SC} pentru care densitatea purtătorilor minoritari devine egală cu concentraţia de dopare $|N|$, din figura 6.5.16*c* rezultă

$$V_S \simeq V_{SC} + 2V_b = V_n + V_p;\ V_{SCP} = V_S - 2V_b. \qquad (6.5.115)$$

Pentru calculul sarcinii din stratul sărăcit şi de inversiune se fac anumite presupuneri:

1) Dacă $V \leqslant V_S + V_p$ sarcina spaţială se compune în special din ionii impurităţilor, astfel încît ecuaţia lui Poisson poate fi scrisă sub forma

$$E\frac{dE}{dV} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \simeq \frac{qN}{\varepsilon}, \qquad (6.5.116)$$

care integrată de la V la $V = 0$, unde $E = 0$, devine

$$E = \pm\left(\frac{-2qNV}{\varepsilon}\right)^{1/2}. \qquad (6.5.117)$$

2) Dacă presupunem că la $V = V_p + V_n$ avem $E = E_d$, atunci sarcina spaţială are expresia

$$Q_d \simeq -\varepsilon E_d = \mp\,[-2q\varepsilon N(V_p + V_n)]^{1/2}, \qquad (6.5.118)$$

şi ţinînd cont că $V_p = V_b$ şi $V_n = V_{SC} + V_p$ din (6.5.118) rezultă

$$Q_d \simeq \mp\,[2q\varepsilon N(V_{SC} + 2V_b)^{1/2}]; \qquad (6.5.119)$$

lărgimea stratului sărăcit are expresia

$$x_d = \frac{Q_d}{qN} = \left[\frac{-2\varepsilon(V_{SC} + 2V_b)}{qN}\right]^{1/2}. \qquad (6.5.120)$$

3) Condiţia de neutralitate electrică are expresia generală

$$Q_n + Q_d + Q_{SS} + Q_M = 0. \qquad (6.5.121)$$

Expresia sarcinii Q_M se poate calcula plecînd de la relaţia $Q_M = C_0V_0$ unde V_0 se determină din figura 6.5.14. În absenţa tensiunii V_G (fig. 6.5.14*a*) diferenţa dintre funcţiile de lucru ale metalului şi semiconductorului (socotite în raport cu zona de conducţie a izolatorului) este

$$W_{MS} = W_{M0} - (W_{\psi 0} + W_g/2 + W_b); \qquad (6.5.122)$$

tot din figura 6.5.14*a* este evidentă relaţia

$$W_{M0} + W_{00} = W_{\psi 0} + W_g/2 + W_b - W_{S0}, \qquad (6.5.123)$$

şi ţinînd cont de relaţia precedentă, rezultă

$$W_{00} = -(W_{MS} + W_{S0}). \qquad (6.5.124)$$

Prin aplicarea tensiunii V_G, bariera energetică la bornele izolatorului variază cu mărimea $q(V_0 - V_{00})$ iar cea de suprafață cu mărimea $q(V_S - V_{S0})$, deci

$$V_G = V_0 - V_{00} + V_S - V_{S0} \tag{6.5.125}$$

şi ţinînd seama de (6.5.124) rezultă

$$V_0 = V_{GS} - V_S - V_{MS}, \tag{6.5.126}$$

unde V_S are valoarea dată de (6.5.115).

Înlocuind Q_d şi Q_M în (6.5.121) obţinem

$$Q_n \simeq -Q_{SS} \pm [-2q\varepsilon N(V_{SC} + [2V_b)]^{1/2} - C_0[V_{GS} - V_{SC} - 2V_b - V_{MS}]. \tag{6.5.127}$$

b) Expresia curentului de drenă

Faţă de presupunerile simplificatoare enunţate la studiul analitic al structurii MOS se mai adaugă următoarele: 1) curenţii de difuzie din canalul de inversiune sînt neglijabili în comparaţie cu cei de drift; 2) se neglijează efectul de generare-recombinare în interiorul canalului; 3) se neglijează efectul curenţilor inverşi sursă-substrat şi drenă-substrat.

Între sursă şi drenă va circula curent numai cînd există canalul de inversiune (ne referim la fig. 6.5.9*a*), iar în absenţa canalului curentul este zero. Astfel curentul I_D este total controlat de potenţialul aplicat pe poartă, fapt ce nu este posibil dacă în locul regiunilor N^+ se utilizează contacte ohmice. Potenţialul canalului de inversiune (de suprafaţă) în raport cu sursa este $V(y)$; considerînd adîncimea canalului egală cu Z, curentul de drenă are expresia

$$I_D = Z\int_0^{x_i} j(x, y)\,\mathrm{d}x, \tag{6.5.128}$$

unde x_i este lărgimea canalului de inversiune; avînd în vedere relaţia

$$j(x, y) = -qn\,\mu_n \frac{\mathrm{d}V(y)}{\mathrm{d}y}, \tag{6.5.129}$$

expresia curentului devine

$$I_D = -Z\frac{\mathrm{d}V(y)}{\mathrm{d}y}\int_0^{x_i} qn\mu_n\,\mathrm{d}x = -\mu_n Z Q_n(y)\frac{\mathrm{d}V(y)}{\mathrm{d}y}, \tag{6.5.130}$$

unde $Q_n(y)$ este sarcina de inversiune pe unitate de arie.

Întrucît la deducerea expresiei sarcinii de inversiune Q_n (6.5.127) substratul juca rolul de referinţă a potenţialelor în figura 6.5.9*a*, sînt necesare transformările

$$\left.\begin{aligned} V_{SC} &= V(y) - V_B, \\ V_{GS} &= V_G - V_B. \end{aligned}\right\} \tag{6.5.131}$$

rezultînd

$$Q_n(y) = [-2nq\varepsilon N\,(V(y) - V_B + 2V_b)]^{1/2} - C_0[V_G - V(y) - 2V_b - V_{MS}] - C_0 V_{SS}. \tag{6.5.132}$$

Primul termen reflectă contribuţia sarcinii spaţiale de volum, al doilea termen arată contribuţia sarcinii induse de poartă, al treilea este dat de sarcina de suprafaţă din izolator şi semiconductor.

Introducem (6.5.132) în (6.5.130) şi integrăm în limitele $y = 0$, $y = L$ cu condiţiile la limită $V(0) = 0$, $V(L) = V_D$

$$I_D = \frac{\mu_n C_0 Z}{L}\left\{V_D(V_G - V_k) - \frac{V_D^2}{2} - \frac{2}{3}\left(\frac{2\,q\varepsilon N}{C_0^2}\right)^{1/2}[(V_D - V_B - 2V_b)^{3/2} - (2V_b - V_B)^{3/2}]\right\}, \tag{6.5.133}$$

unde s-a notat

$$V_k = V_{MS} + 2V_b - V_{SS}. \tag{6.5.134}$$

Pentru valori mici ale tensiunii V_D expresia (6.5.133) poate fi simplificată prin dezvoltarea în serie a celui de al treilea termen, obţinem

$$I_D \simeq \frac{\mu_n C_0 Z V_D}{L}\left\{V_G - V_k - \left[\frac{-2\,q\varepsilon N\,(2V_b - V_B)}{C_0^2}\right]^{1/2}\right\} (V_D \to 0); \tag{6.5.135}$$

o aproximare mai grosieră a relaţiei (6.5.133) constă în neglijarea totală a celui de al treilea termen rezultînd

$$I_D \simeq \frac{\mu_n C_0 Z V_D}{L}\left[(V_G - V_k)V_D - \frac{V_D^2}{2}\right]. \tag{6.5.136}$$

Din relația (6.5.135) se definește o tensiune prag

$$V_T = V_k + \left[\frac{-2q\varepsilon N\ (2V_b - V_B)}{C_0^2}\right]^{1/2}, \qquad (6.5.137)$$

pentru care I_D devine zero cînd V_D este mic dar finit. Din (6.5.132) se observă că V_T reprezintă tensiunea prag poartă-sursă care face $I_D = 0$ pentru orice V_D. Într-adevăr dacă V_D este finit și $I_D = 0$ rezultă că $V(y)$ și $Q_n(y)$ sînt zero; introducînd aceste valori în (6.5.132) și ținînd cont de (6.5.134) se obține pentru V_G expresia (6.5.137).

Curentul de saturație I_{DS} (maxim) poate fi calculat astfel: se găsește valoarea tensiunii V_D pentru care (6.5.133) ia valoarea maximă (diferențiind în raport cu V_D și egalînd cu zero) apoi se introduce această valoare în (6.5.133); fiind dat că se obține o expresie foarte complicată, în practică se utilizează o expresie aproximativă, similară cu (6.5.90).

$$I_{DS} = \frac{\mu_n Z C_0}{L} K_1 (V_G - V_T)^2, \qquad (6.5.138)$$

unde K_1 este o constantă avînd valoarea apropiată de 1/2 (cînd $V_T = V_k$, $K_1 = 1/2$).

Cu ajutorul relațiilor (6.5.134), (6.5.137) se pot face unele considerații asupra modului de funcționare a tranzistorilor MOSFET. Sarcina de suprafață în SiO_2 este pozitivă iar V_{MS} și V_b sînt mici în raport cu V_{SS} (pentru concentrații de dopare scăzute ale substratului), astfel V_k este o mărime negativă; deci tranzistorul MOSFET cu canal N (substrat tip P) funcționează în regim cu strat sărăcit iar cel cu canal P (substrat tip N) funcționează în regim cu strat îmbogățit. Mărind concentrația de dopare

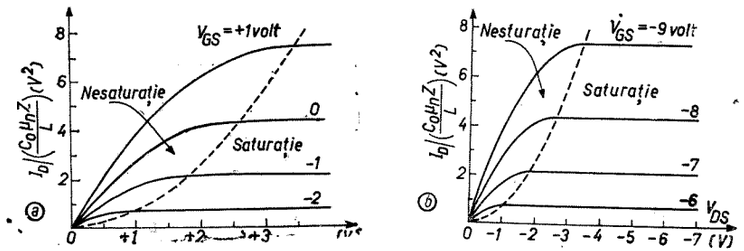


Fig. 6.5.17

a substratului termenul al doilea din (6.5.137) devine mai mare decît V_k și tranzistorul cu canal N funcționează în regim cu strat de inversiune (îmbogățit) iar cel cu canal P în regim cu strat sărăcit.

Caracteristicile statice calculate cu ajutorul formulei (6.5.133) sînt arătate în figura 6.5.17 (pentru concentrații mici de dopare a substratului);

se observă că tranzistorul cu canal N funcționează în regim cu strat sărăcit iar cel cu canal P în regim cu strat de inversiune. Caracteristicile experimentale sînt foarte apropiate de cele calculate.

c) Parametrii tranzistorilor MOSFET

1) *Transconductanța.* Avînd în vedere că substratul poate fi conectat la o tensiune oarecare, în general tranzistorul MOSFET constituie un dispozitiv cu patru borne și vom distinge două transconductanțe: între poartă și drenă g_m, între substrat și drenă g_{mb}. Transconductanța g_m se definește ca derivata parțială $g_m = \partial I_D/\partial V_G$ care poate fi calculată din (6.5.133); astfel pentru regiunea nesaturată ($V_D \ll V_{DS}$) rezultă

$$g_m = \frac{\mu_n Z C_0}{L} V_D, \qquad (6.5.139)$$

iar pentru regiunea saturată

$$g_{ms} = \frac{\mu_n Z C_0}{L} V_{DS}. \qquad (6.5.140)$$

Transconductanța g_{mb} se definește ca derivata parțială $g_{mb} = \partial I_D/\partial V_B$; pentru regiunea nesaturată din (6.5.133) rezultă

$$g_{mb} = \frac{\mu_n Z}{L} (2q\varepsilon |N|)^{1/2} [(V_D + 2V_b - V_B)^{1/2} - (2V_b - V_B)^{1/2}], \qquad (6.5.141)$$

iar pentru regiunea saturată

$$g_{mbs} = \frac{\mu_n Z}{L} (2q\varepsilon |N|)^{1/2} [(V_{DS} + 2V_b - V_B)^{1/2} - (2V_b - V_B)^{1/2}]. \qquad (6.5.142)$$

Valorile medii pentru g_m și g_{mb} sînt: $g_m = 200 \div 1400$ mA/V; $g_{mb} = 200 \div 1000$ mA/V.

2) *Conductanța sursă-drenă* g_d se definește ca derivata parțială $g_d = \partial I_D/\partial V_D$; din (6.5.133) pentru regiunea nesaturată se obține

$$g_d = \frac{\mu_n Z C_0}{L}\left\{V_G - V_k - V_D - \left[\frac{-2q\varepsilon N}{C_0^2}\left(V_D - V_B + 2V_b\right)\right]^{1/2}\right\}. \qquad (6.5.143)$$

În cazul tensiunii $V_D = 0$ şi ţinînd cont de (6.5.137) rezultă

$$g_d = \frac{\mu_n Z C_0}{L} (V_G - V_T). \qquad (6.5.144)$$

Pentru regiunea de saturaţie, teoretic $g_d = 0$ dar în practică $g_d \neq 0$ fiind funcţie de tensiunile V_D, V_G, V_B.

VI.5.9. Tranzistori cu straturi subţiri (TFT)

a) Construcţie, funcţionare

Între tranzistorii cu straturi subţiri şi MOSFET există o anumită analogie funcţională în sensul că curentul dintre sursă şi drenă este comandat de tensiunea aplicată pe poartă prin intermediul cîmpului electric ce ia naştere la suprafaţa dintre semiconductor şi izolator. Construcţia tranzistorului cu straturi subţiri (fig. 6.5.18) diferă de MOSFET : substratul este constituit dintr-un strat izolator, drena şi sursa constituite din contacte metalice ohmice, toate straturile sînt ultrasubţiri fiind realizate prin

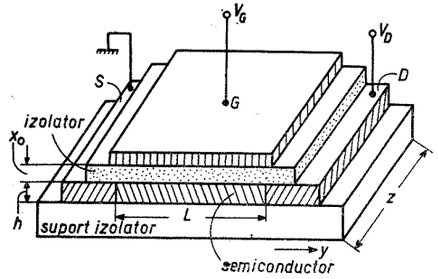


Fig. 6.5.18

evaporare sub vid, (uneori stratul semiconductor se realizează prin creştere epitaxială); datorită naturii policristaline a straturilor apar numeroase defecte de reţea care influenţează puternic procesele de transport. Faptul că tranzistorul are substratul izolator, pe care se pot realiza şi alte elemente de circuit, constituie un avantaj important în proiectarea şi fabricarea circuitelor integrate; totuşi tehnologia tranzistorilor TFT este mai puţin avansată decît cea a tranzistorilor MOSFET avînd nerezolvate probleme de stabilitate în timp a diferiţilor parametri. Elementele utilizate la construcţie sînt : sticlă sau safir pentru substratul izolator, CdS sau CdSe pentru stratul semiconductor, SiO_2 sau Al_2O_3 pentru stratul izolator, Au sau Al pentru drenă şi sursă, Al pentru electrodul poartă.

Fiind depus sub formă policristalină stratul semiconductor conţine un număr mare de centre de captură (capcane) care determină tensiunea prag V_G. În funcţie de parametrii procesului de depunere a straturilor, tranzistorii TFT pot funcţiona fie în regim cu strat de inversiune (îmbogăţit), fie în regim cu strat sărăcit. Se crede totuşi că tranzistorul descris de Weimer [54] funcţionează cu strat de acumulare (vezi VI.3) care se formează prin atragerea de către poartă a purtătorilor majoritari în semiconductor în cantitate suficientă pentru a satisface toate stările locale şi a mări conductivitatea stratului semiconductor.

O altă variantă de tranzistori TFT constă în realizarea de straturi subţiri monocristaline pe substratul izolator obţinîndu-se tranzistori ce funcţionează în regimul cu strat de inversiune [66] la care sursa şi drena formează contacte cu proprietăţi de redresare; în [67] se descrie un tranzistor la care sursa şi drena sînt contacte ohmice şi care funcţionează în regim cu strat sărăcit.

Caracteristicile statice ale tranzistorilor TFT sînt foarte asemănătoare cu ale tranzistorilor MOSFET [68] : în figura 6.5.19*a* sînt reprezentate caracteristicile statice ale tranzistorului cu strat de inversiune iar în figura 6.5.19*b* ale unui tranzistor cu strat sărăcit.

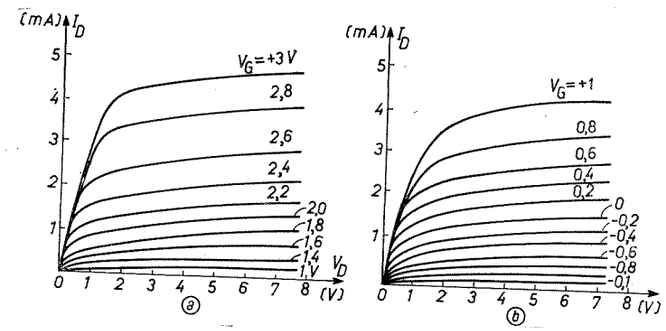


Fig. 6.5.19

b) Teoria elementară a tranzistorilor TFT

Fiind dat că teoria tranzistorilor TFT este incomplet elaborată într-o primă aproximaţie poate fi utilizată teoria dezvoltată la tranzistorii MOSFET cu singura diferenţă că se ia în consideraţie sarcina iniţială din semiconductor [64]. Se fac ipotezele simplificatoare : 1) mobilitatea purtătorilor în canal este constantă; 2) capacitatea poartă-canal nu depinde de valoarea lui V_G; 3) drena şi sursa reprezintă contacte ohmice perfecte; 4) în semiconductor există o sarcină iniţială n_0, pozitivă pentru tranzistorii

ce funcţionează în regimul cu strat sărăcit (care au un anumit număr de stări iniţiale donoare în exces) şi negativă pentru tranzistorii ce funcţionează în regim cu strat îmbogăţit (care au un anumit număr de stări iniţiale acceptoare în exces).

Ţinînd seama de notaţiile din figura 6.5.18, densitatea sarcinii elementare induse în semiconductor de către tensiunea de poartă este

$$Q_1(y) = q\,\Delta n(y) = \frac{C_0}{h}\,[V_G - V(y)], \tag{6.5.145}$$

unde $C_0 = \varepsilon_i / x_0$ este capacitatea de poartă pe unitate de arie, $V(y)$ este tensiunea de canal la distanţa y de sursă, h este grosimea stratului semiconductor. Curentul total de drenă are expresia

$$I_D = hZ\,[\sigma_0 + \Delta\,\sigma(y)\,]E_y = hZ\,\mu_n q\,[n_0 + \Delta n(y)]\,E_y, \tag{6.5.146}$$

unde σ_0, $\Delta\sigma(y)$ reprezintă conductivitatea iniţială, respectiv indusă. Introducem (6.5.145) în (6.5.146), rezultă

$$I_D = -\,\mu_n Z C_0 \left[\frac{qhn_0}{C_0} + V_G - V(y)\right]\frac{\mathrm{d}V(y)}{\mathrm{d}y}, \tag{6.5.147}$$

care prin integrare în limitele $y = 0, y = L$ pentru care $V_{(0)} = 0$, $V(L) = V_D$, devine

$$I_D = -\,\frac{\mu_n Z C_0}{L}\left[(V_G - V_T)\,V_D - \frac{V_D^2}{2}\right], \tag{6.5.148}$$

unde

$$V_T = -\,qn_0 h/C_0, \tag{6.5.149}$$

este tensiunea prag şi depinde de sarcina iniţială.

Formula (6.5.148) este identică cu (6.5.136) şi este valabilă în regiunea nesaturată $0 \leqslant V_D \leqslant (V_G - V_T)$; în regiunea saturată curentul rămîne aproximativ constant (în limitele aproximărilor făcute).

Transconductanţa g_m se obţine din (6.5.148) prin derivare în raport cu V_G

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_G} = \frac{\mu_n Z C_0}{L}\,V_D. \tag{6.5.150}$$

În regiunea de saturaţie $V_D \geqslant (V_G - V_T)$; la intrarea în saturaţie $V_D = (V_G - V_T)$ şi (6.5.148) devine (pentru regimul cu strat îmbogăţit)

$$I_{DS} = \frac{\mu_n Z C_0}{2L}\,(V_G - V_T)^2, \tag{6.5.151}$$

reprezentînd legea pătratică de variaţie a curentului de saturaţie cu tensiunea efectivă $(V_G - V_T)$ de poartă. Transconductanţa va căpăta expresia

$$g_{ms} = \frac{\mu_n Z C_0}{L}\,(V_G - V_T) = \left(\frac{2\mu_n Z C_0}{L}\,I_{DS}\right)^{1/2}. \tag{6.5.152}$$

Pentru tranzistorul ce funcţionează în regimul cu strat sărăcit curentul de saturaţie survine la $V_G = 0$, deci

$$I_{DS} = \frac{\mu_n Z C_0}{2L}\,V_T^2 = \frac{\mu_n Z}{2LC_0}\,(qn_0 h)^2. \tag{6.5.153}$$

Conductanţa drenă-sursă g_d are expresia

$$g_d = \frac{\partial I_D}{\partial V_D} = \frac{\mu_n Z C_0}{L}\,[(V_G - V_T) - V_D]. \tag{6.5.154}$$

În regiunea nesaturată $V_D \to 0$; rezultînd

$$g_d = \frac{\mu_n Z C_0}{L}\,(V_G - V_T), \tag{6.5.155}$$

iar în regiunea saturată, teoretic $g_d = 0$, în practică $g_d \neq 0$.

Existenţa unei densităţi mari de stări locale şi capcane de suprafaţă influenţează procesul de transport, reduce mobilitatea purtătorilor şi poate efectua reproductibilitatea şi performanţele tranzistorilor cu straturi subţiri; mai mult, caracteristicile statice suferă o deplasare în timp datorită pasivizării incomplete a straturilor, temperaturii şi tensiunilor continue, astfel fiabilitatea acestor dispozitive este încă scăzută.

VI.5.10. Metode de fabricare a tranzistorilor FET

a) Materiale şi tehnologii

Spre deosebire de tranzistorii bipolari, pentru construcţia tranzistorilor FET se poate utiliza o gamă largă de materiale semiconductoare, întrucît tranzistorii FET sînt dispozitive de purtători majoritari şi nu inter-

vine timpul de viață al purtătorilor minoritari (factor puternic limitant). De asemenea, în cazul tranzistorilor FET formarea joncțiunilor PN nu constituie o problemă esențială, atenția principală fiind îndreptată spre obținerea unei modulări adecvate a conductivității canalului de suprafață.

În tabela VI.5.1 [43] sînt date principalele materiale semiconductoare, utilizate la construcția tranzistorilor; în coloana 3 sînt indicate prin cifre domeniile posibile de utilizare: 1 — pentru tranzistori FET (rezistivitate adecvată), 2 — pentru tranzistori bipolari (timp de viață al purtătorilor minoritari suficient), 3 — pentru formarea de joncțiuni *PN*.

Tabel V.5.1

Grupa	Material	Domeniu utilizare	Lărgimea zonei interzise W_g (eV)	Mobilitate ($cm^2/V \cdot s$)	
				electroni	goluri
I—V	Cu_3Sb	3	1,6	500	10
I—IV	Cu_2O	1	2		
II—IV	Mg_2Sn	3	0,21	318	263
	Mg_2Si	3	0,7	406	56
	ZnO	1	0,2	180	
	ZnS	1	3,7		
II—VI	CdSe	1	1,74	500	
	CdTe	1, 3	1,44	1050	100
	CdS	1	2,4	210	
	CaAs	1, 2, 3	1,4	6000	300
	GaSb	3	0,67	4000	650
	GaP	1, 3	2,24		17
III—V	InP	2, 3	1,27	4000	650
	InSb	1, 3	0,18	76000	700÷4000
	InAs	3	0,36	30000	240
	AlSb	3	1,6	50	400
IV	Ge	1, 2, 3	0,67	4200	2100
	Si	1, 2, 3	1,12	1300	500
IV—VI	SiC (hex)	1, 3	3,0	500	200÷ 500
	Pb	1, 2, 3	0,38	600	550
	PbSe	3	0,26	1020	930
	PbTe	1, 3	0,28	1620	750
	SnO_2	4, 3			
	TiO_2	1	3,0	0,1÷1,0	
V—VI	Bi_2Te_3	3	0,15	1250	515
VI	Te	1, 3	3,037	950	570
VI—VIII	NiO	1	2,38		300

Alegerea materialului depinde de natura tranzistorilor, mediul înconjurător, domeniul de frecvențe, realizarea de circuite integrate. De exemplu pentru tranzistorii JEFT ce funcționează în medii cu temperaturi ridicate rolul principal este jucat de lărgimea zonei interzise și se vor alege GaAs, SiC. Cele mai bune rezultate în construcția tranzistorilor JFET și MOSFET s-au obținut prin utilizarea Si, în special datorită posibilităților de pasivizare a suprafețelor.

Există trei procedee tehnologice principale în fabricarea tranzistorilor FET pe bază de monocristal: difuzia impurităților, creșterea epitaxială, mascarea cu oxizi și săruri de Si a suprafețelor și fotogravarea.

1) *Difuzia.* Se expune suprafața semiconductorului intrinsec într-o atmosferă gazoasă ce conține impuritățile dorite, la temperatura de 1370°K; impuritățile pătrund în cristal (Si), concentrația lor scăzînd rapid cu distanța, profilul de dopare fiind descris de funcția complementară de eroare.

2) *Creșterea epitaxială.* Pe un substrat semiconductor de o dopare oarecare se poate crește un strat subțire semiconductor de dopare dorită, prin expunerea suportului într-o atmosferă din amestec de gaze adecvate. De exemplu pentru a crește Si pe Si se utilizează procedeul de reducere a tetraclorurei de siliciu cu ajutorul hidrogenului, conform relației $SiCl_4 + 2H_2 \rightarrow Si + 4HCl$. Stratul crescut are periodicitatea rețelei cristaline ca a suportului iar doparea necesară se asigură printr-un proces concomitent de difuzie.

3) *Mascarea și fotogravarea.* S-a observat că în procesul de difuzie stratul de SiO_2 acționează ca o mască pentru o gamă largă de impurități; pe baza acestei proprietăți s-au elaborat metode de difuzie cu control geometric foarte riguros asupra profilelor de dopare. Întregul eșantion se acoperă cu un strat de oxid iar în locurile unde urmează să fie difuzate impurități se îndepărtează stratul de oxid prin metode fotorezistive. Fiind dat că SiO_2 este traversat de unele impurități, cum ar fi Ga, adesea pentru mascare se folosesc SiNa și SiK, utilizarea acestor săruri are avantajul important că mobilitatea ionilor Na^+ și K^+ este foarte mică, ridicînd stabilitatea termică a dispozitivului.

b) Tranzistori JFET

Primul tranzistor JFET a fost realizat în 1953 din Ge [46] prin metoda aliajului, avînd o structură lamelară obișnuită; frecvența de oscilație ajungea la 30 MHz iar tensiunea V_{PT} (penetrație totală) era relativ

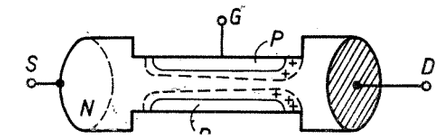


Fig. 6.5.20

ridicată (20 V) întrucît procesele de aliere nu permit un control riguros al grosimii canalului.

Primul tranzistor comercializat este construit în 1958 de Teszner [69] tot din Ge, are o formă cilindrică (fig. 6.5.20) și este cunoscut sub denumirea de *tecnetron*. La saturație curentul trece printr-un canal circular de diametru foarte mic, practic o linie, pe cînd în construcția plană obiș-

nuită canalul suferă o strictiune lamelară. Față de construcția lamelară, tecnetronul are un cîștig apreciabil de putere, conductanță de ieșire mică și timp de tranzit al purtătorilor redus, fapt ce-i permite o bună funcționare la frecvențe înalte; totodată tecnetronul posedă unele neajunsuri importante: transconductanța de valoare scăzută (0,2 mA/V) și condiții dezavantajoase de disipare a puterii.

Tehnologiile actuale utilizate pentru fabricarea tranzistorilor JFET sînt: difuzia dublă, creștere epitaxială-difuzie, creștere epitaxială-difuzie cu strat izolator, creșterea epitaxială-difuzie în bloc monolitic, utilizarea structurilor multicanal.

Dubla difuzie este similară cu cea utilizată la fabricarea tranzistorilor bipolari. Se pleacă de la un eșantion dreptunghiular de tip N peste care se difuzează impurități acceptoare formîndu-se o joncțiune PN iar pe regiunea N se fixează electrodul ce constituie poarta G_2. Urmează mascarea cu SiO_2 și fotogravarea de profil adecvat pentru a realiza poarta G_1 prin difuzia de impurități donoare; în fine se fixează contactele ohmice de sursă și drenă. Se observă că porțile G_1, G_2 au profile diferite de dopare, prin urmare și parametri diferiți.

Creșterea epitaxială combinată cu difuzia permite o mai mare flexibilitate în proiectarea și fabricarea tranzistorilor JFET. Pe un suport masiv se cresc două straturi epitaxiale succesive N și P; după mascare și fotogravare pe regiunea P, în locurile dorite, se realizează canalul de tip N, apoi se depun contactele ohmice pentru drenă și sursă. Porțile G_1, G_2 pot avea profile de dopare și parametrii identici.

Construcțiile de tranzistori JFET descrise pînă aici au neajunsul important că poarta G_2 are capacități relativ mari în raport cu sursa și cu drena, fapt ce limitează frecvența de funcționare; pentru reducerea acestei capacități se difuzează un strat izolator (de tip N sau P) între G_2 și S, G_2 și D. De asemenea, un alt neajuns îl constituie faptul că pe un suport dat nu pot fi construiți mai mulți tranzistori independenți întrucît vor avea poarta comună. Acest neajuns se poate înlătura prin realizarea porții G_2 izolată de suportul comun, obținîndu-se structuri în bloc monolitic.

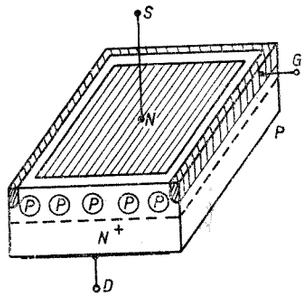


Fig. 6.5.21

Fiind dat că creșterea epitaxială și difuzia permit controlul riguros al profilelor de dopare, pot fi realizate canale de dimensiuni foarte mici, astfel tensiunile de penetrație totală nu depășesc 1 V.

O construcție deosebită de tranzistori JFET este structura *multicanal* numită *gridistor* [70], [71]; în această construcție sînt înlăturate neajunsurile din tecnetron: se îmbunătățesc condițiile de disipare a puterii (crește puterea utilă), transcontuntanța poate lua valori foarte mari și crește limita de frecvență. Un exemplu de gridistor este arătat în figura 6.5.21,

structură ce se obține printr-un proces combinat de difuzie și creștere epitaxială; toate regiunile (canalele) P sînt conectate împreună formînd o grilă între sursă și drenă. Lungimea canalelor poate fi foarte mică, astfel putînd fi realizate dispozitive de mare putere și frecvențe ridicate; în prezent există gridistori cu Ge avînd $I_D = 10$ A, dar teoria arătată că prin utilizarea Si pot fi realizați gridistori cu $I_D = 50$ A și tensiune de străpungere de 400 V.

c) Tranzistori MOSFET

Cele mai bune rezultate s-au obținut prin utilizarea Si care permite un bun control al suprafeței (pasivizare) deși, există dispozitive realizate cu Ge, GaAs, CdS.

1) *Tranzistori MOSFET cu strat de inversiune (îmbogățit).* În cazul substratului de tip P moderat dopat, tranzistorul are două domenii de funcționare: în regim cu strat sărăcit (din cauza sarcinii pozitive din stratul de SiO_2) și în regim cu strat îmbogățit; pentru a obține o funcționare numai în regim cu strat îmbogățit este necesară mărirea concentrației de dopare a substratului, astfel încît sarcinile libere să poată compensa sarcina pozitivă din stratul de oxid. La tranzistorii cu suport de tip N avem o funcționare în regim cu strat îmbogățit indiferent de concentrația de dopare a substratului, întrucît sarcina pozitivă din izolator dă naștere unui strat de inversiune.

Procesul de fabricare a tranzistorului MOSFET are mai puține etape decît la tranzistorii JFET. De exemplu pentru un tranzistor cu canal P sînt necesare etapele: acoperirea eșantionului inițial (substratului) cu un strat izolator de SiO_2, îndepărtarea oxidului (prin fotogravare) din locurile dorite, realizarea prin difuzie a sursei și drenei, reglarea grosimii stratului izolator dintre poartă și semiconductor, depunerea stratului metalic ce constituie poarta, încapsularea dispozitivului.

Alegerea grosimii stratului izolator între poartă și canal constituie o problemă importantă întrucît trebuie găsită soluția optimă (de compromis) pentru care transconductanța g_m și tensiunea de străpungere V_G au valori ridicate iar capacitatea poartă-canal are valori scăzute. Proprietățile de înaltă frecvență pot fi îmbunătățite prin scurtarea canalului și micșorarea spațiului de suprapunere a porții și drenei; în practică lungimea canalului este aproximativ 10 μm iar suprapunerea de 2μm.

Concentrația de dopare a substratului constituie de asemenea o soluție de compromis în sensul că o concentrație mică va diminua capacitățile parazite sursă-substrat și drenă-substrat, în schimb datorită reacției electrostatice caracteristicile de saturație au o formă dezavantajoasă; în practică se ia o concentrație de 10^{15} cm^{-3}.

Parametrul cel mai greu controlabil al tranzistorilor MOSFET este tensiunea prag; aceasta depinde de condițiile de realizare și tratament a suprafeței semiconductoare, de dopare, de condițiile de formare a stratului de oxizi.

O tehnologie deosebită utilizată pentru fabricarea tranzistorilor MOSFET cu strat îmbogățit o constituie difuzia solid-solid. Aceasta constă în depunerea unui strat de SiO_2 pe suprafața semiconductoare prin piroliză, proces însoțit de introducerea concomitentă a impurităților dorite

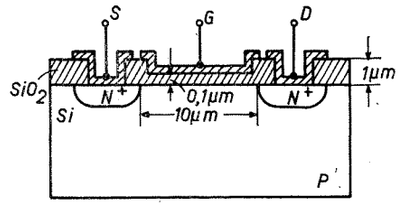


Fig. 6.5.22

în stratul de oxizi ($T \simeq 1025°K$); urmează îndepărtarea oxidului prin fotogravare din porțiunile nedorite apoi prin încălzire la 1373 °K impuritățile difuzează din oxid în semiconductor formînd sursa și drena etc. Procedeul permite un control riguros al concentrației de suprafață, o bună reproductibilitate și posibilități largi în realizarea unei difuzii selective; un exemplu de tranzistor fabricat prin acest procedeu este arătat în figura 6.5.22.

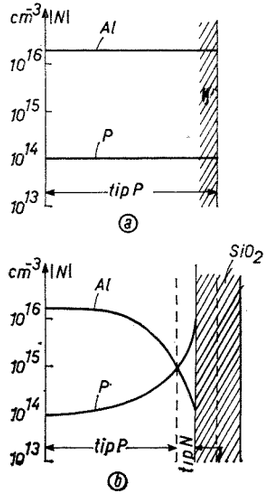


Fig. 6.5.23

2) *Tranzistori MOSFET cu strat sărăcit.* Există două metode de obținere a tranzistorului cu strat sărăcit: prima [50] se bazează pe faptul că sarcina pozitivă din izolator induce un strat de inversiune în semiconductor care permite trecerea unui curent de drenă apreciabil la tensiuni $V_G = 0$; a doua constă în realizarea unui canal subțire (avînd impurități opuse față de substrat) la suprafața semiconductorului prin difuzie sau creștere epitaxială. La tranzistorii fabricați cu ajutorul primei metode este foarte greu de controlat valoarea tensiunii prag. În cadrul celei de-a doua metode, pe lîngă tehnologiile obișnuite (mascare, fotogravare, difuzie, creștere epitaxială) canalul mai poate fi realizat în baza fenomenului de redistribuție a impurităților în timpul procesului de oxidare termică a suprafeței siliciului [72]. Așa cum rezultă din figura 6.5.23 în timpul procesului de oxidare termică a suprafeței are loc redistribuția impurităților în sensul că Al și P au coeficienți diferiți de difuzie în stratul de oxizi și cel de semiconductor, coeficienți de segregare K_s diferiți (K_s reprezintă raportul dintre concentrația de echilibru din semiconductor și cea din oxid); dacă înainte de oxidare (fig. 6.5.23 *a*) în semiconductor predomină impuritățile acceptoare, după oxidare pe un spațiu mic în imediata apropiere a suprafeței predomină impuritățile donoare, luînd astfel naștere canalul de tip N pe un suport de tip P (fig. 6.5.23 *b*).

d) Tranzistori cu straturi subțiri TFT

Din punctul de vedere al tehnologiei de fabricație, tranzistorii cu straturi subțiri au două avantaje esențiale: prin înlocuirea substratului semiconductor cu un strat izolator au fost înlăturate dificultățile legate de realizarea unor circuite complexe pe același suport; utilizarea straturilor subțiri, obținute prin evaporare în vid oferă posibilitatea automatizării largi a producției și reducerea la minim a etapelor de fabricație. Se deosebesc două etape principale: depunerea straturilor subțiri cu proprietățile electrice dorite și controlul riguros al ariei și grosimii straturilor.

Depunerea straturilor subțiri se poate efectua fie prin evaporare în vid, fie prin creștere epitaxială dintr-o atmosferă gazoasă adecvată; în vederea obținerii unor transconductanțe și produse *cîștig* × *bandă* mari se impune ca distanța sursă — drenă să fie mică, $\simeq 10$ μm, capacitatea de poartă să fie minimă și să se utilizeze materiale semiconductoare cu mobilități ridicate.

Materialele mai des utilizate sînt: semiconductori—CdS, CdSe, CdTe, Te, Si, Ge; izolator—SiO_2, SO, Al_2O_3, NaCl, Ba_2O_3; suport—sticlă, safir, cuarț, NaCl; contacte pentru sursă și drenă—Au, Al.

Distingem mai multe tipuri de tranzistori TFT.

1) *Tipul Weimer* care are două variante: structura în scară (fig. 6.5.24*a*) și structura coplanară (fig. 6.5.24*b*), fiecare structură putînd fi

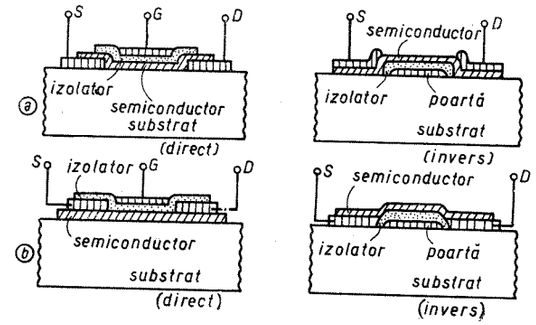


Fig. 6.5.24

directă sau inversă; aceste structuri pot funcționa în regim cu strat îmbogățit sau cu strat sărăcit. Trebuie remarcat că la depunerea unor straturi semiconductoare cum ar fi CdS substratul trebuie încălzit, fapt ce produce

greutăți deosebite în controlul geometric al straturilor la structura în scară; acest neajuns este înlăturat la structura coplanară.

Există tranzistori cu *Te* avînd $g_m = 40$ mA/V și caracteristici de saturație foarte bune, iar produsul *cîștig* × *bandă* de ordinul 150 MHz.

O problemă deosebită o constituie modul de încapsulare fiind dat ca straturile policristaline suferă degradări pronunțate în atmosfera obișnuită; se utilizează de obicei încapsulări în vid sau atmosferă de argon, însă cea mai sigură metodă, utilizată în special la circuitele integrate complexe, o constituie acoperirea dispozitivului cu un strat protector de SiO_2 sau trisulfit de seleniu.

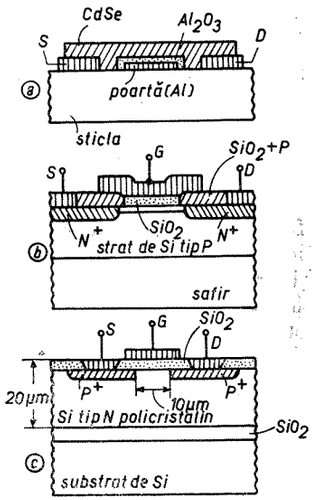


Fig. 6.5.25

2) *Alte tipuri de TFT.* Utilizînd tehnica fotogravării a fost realizată o structură coplanară inversă (fig. 6.5.25 *a*) pe substrat de sticlă avînd ca materiale CdSe, Al_2O_3 și Au [73]; fără a face apel la procedee pretențioase de aliniere riguroasă a mascărilor succesive și înlătură suprapunerea porții cu sursa și drena, mărind foarte mult limita de frecvență.

Un alt tip de tranzistor TFT se obține prin creșterea epitaxială a Si pe safir [68] (se formează un strat subțire de Si tip *P*) în care se realizează sursa și drena prin difuzie solid-solid (fig. 6.5.25 *b*) din stratul de SiO_2 care conține atomi de fosfor.

Foarte importanți pentru realizarea circuitelor integrate sînt tranzistorii TFT policristalini cu Si avînd izolația (substratul) din SiO_2 (fig. 6.5.25 *c*); etapele tehnologice sînt [74]: creșterea unui strat epitaxial de Si policristalin de tip *N*, realizarea sursei și drenei prin difuzia borului, contactele metalice (Al) se realizează prin evaporare în vid. Mobilitatea efectivă a golurilor în canal este 100 cm^2/Vs; caracteristicile statice prezintă o regiune pronunțată de saturație iar tensiunea prag este de -4 V.

VI.6. Diode Gunn

VI.6.1. Mecanismul Ridley—Watkins—Hilsum (RWH)

Studiind mobilitatea electronilor într-un eșantion de GaAs tip *N*, Gunn descoperă în anul 1963 [75], [76] că, la cîmpuri electrice mai mari decît o anumită valoare prag (critică) $E_T \simeq 2 \div 4$ KV/cm în eșantion iau naștere oscilații coerente în domeniul microundelor; frecvența este aproximativ egală cu inversul timpului de tranzit al purtătorilor în lungul

eșantionului $f_{tr} \simeq v_{ar}/L$, unde L este lungimea eșantionului. Apariția oscilațiilor este cauzată de instabilitatea curentului din dispozitiv, instabilitatea datorîndu-se existenței unei porțiuni de *rezistență diferențială negativă* (*RDN*) în caracteristica voltamperică statică. Există diferite metode de a obține RDN în dispozitivele semiconductoare: efect tunel, avalanșă și timp de tranzit, variația centrilor de recombinare și captură cu cîmpul electric, temperatura sau inducția magnetică etc.; Kroemer [77] a arătat că efectul Gunn este datorat RDN de volum (nu sînt prezente joncțiuni) care ia naștere prin transferul de electroni din minimul fundamental al zonei de conducție într-un minim satelit sub influența cîmpului electric extern. Explicația fizică a apariției RDN de volum prin transferul interminime al electronilor din zona de conducție a fost dată prima oară de Ridley, Watkins [78] și Hilsum [79], fiind cunoscută sub numele de *mecanismul Ridley-Watkins-Hilsum* (*RWH*). Ipoteza lui Kroemer a fost verificată prin experiențe directe [80]—[82] (variația cu presiunea și concentrația impurităților a distanței energetice interminime), astfel în prezent este unanim acceptat că la baza efectului Gunn stă mecanismul RWH.

a) Analiza calitativă a mecanismului RWH

Într-un semiconductor dopat omogen, avînd concentrația de echilibru a purtătorilor (electronilor) egală cu n_0, densitatea de curent are expresia $j = qn_0\mu E$; apariția RDN este cauzată fie de micșorarea numărului de purtători, fie de micșorarea mobilității purtătorilor odată cu creșterea cîmpului electric. Conform ipotezei lui Kroemer se consideră că în cazul efectului Gunn RDN este cauzată de micșorarea mobilității purtătorilor, într-un interval dat de valori ale lui E, prin transferul electronilor din minimul fundamental de mobilitate ridicată în minimul satelit de mobilitate scăzută.

Considerăm modelul zonal simplificat al GaAs după direcția $<100>$ (fig. 6.6.1*a*); în minimul fundamental de energie joasă avem numărul de electroni n_1, masa efectivă m_1^* și mobilitatea μ_1; în minimul satelit mărimile respective sînt n_2, m_2^*, μ_2. Masa efectivă a electronilor în minimul fundamental este foarte mică ($m_1^* = 0{,}07\ m_0$) față de masa efectivă în minimul satelit ($m_2^* = 1{,}2\ m_0$ iar m_0 este masa electronilor liberi); avînd în vedere că mobilitatea este invers proporțională cu masa efectivă rezultă $\mu_1 > \mu_2$. La valori mici ale cîmpului electric toți electronii se găsesc în minimul fundamental; pe măsura creșterii cîmpului E o parte din electroni reușesc să acumuleze energii mai mari de 0,36 eV și trec în minimul satelit unde crește masa efectivă și scade mobilitatea. Dacă pentru anumite valori ale cîmpului o cantitate însemnată de electroni trece în minimul satelit este posibil să apară pe caracteristica $j = f(E)$ o porțiune de *RDN* (fig. 6.6.1*b*). Densitatea de curent are expresia

$$j = q\,(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)\,E = qn_0\bar{\mu}E = qn_0\bar{v}, \qquad (6.6.1)$$

unde

$$\bar{\mu} = (n_1\mu_1 + n_2\mu_2)/n_0, \tag{6.6.2}$$

$$n_0 = n_1 + n_2, \tag{6.6.3}$$

iar $\bar{v}$ este viteza de drift medie a electronilor.

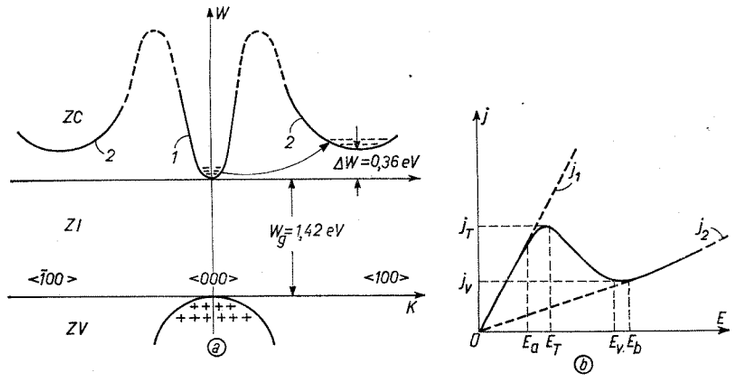


Fig. 6.6.1

La cîmpuri slabe ($0 \leqslant E \ll E_a$) toţi electronii se găsesc în minimul fundamental deci $n_1 = n_0$, $n_2 = 0$ şi $j_1 = qn_0\mu_1 E$; la cîmpuri intense $E > E_b$ toţi electronii trec în minimul satelit deci $n_2 = n_0$, $n_1 = 0$ şi $j_2 = qn_0\mu_2 E$. După cum rezultă din figura 6.6.1*b* caracteristica $j = f(E)$ va conţine o porţiune de *RDN* între E_a şi E_b numai dacă este satisfăcută relaţia

$$\mu_1 E_a > \mu_2 E_b\,; \tag{6.6.4}$$

adesea se utilizează expresia că în intervalul $E_a \div E_b$ eşantionul prezintă o *mobilitate diferenţială negativă* (*MDN*), (este vorba de mobilitatea medie $\bar{\mu}$).

Transferul interminime de electroni dă naştere unei *RDN* dacă sînt satisfăcute condiţiile: 1) temperatura eşantionului (a reţelei cristaline) trebuie să fie suficient de scăzută, astfel ca în absenţa cîmpului electric majoritatea electronilor să se afle în minimul fundamental, adică $kT < \Delta W$; 2) în minimul fundamental de energie mai scăzută electronii trebuie să aibă μ_1 mare, m_1^* mică şi densitatea de nivele $g_1(W)$ mică pe cînd în minimul satelit de energie ridicată electronii trebuie să aibă μ_2 mic, m_2^* mare şi $g_2(W)$ mare; 3) distanţa energetică interminime trebuie să fie mai mică decît lărgimea zonei interzise pentru a nu interveni fenomene de multiplicare în avalanşă înainte de a avea loc transferul interminime de electroni.

Condiţiile enumerate sînt satisfăcute de GaAs, CdTe şi ZnSe; de asemenea unele materiale pot satisface aceste condiţii numai cînd sînt supuse la presiuni mari. De exemplu, la temperaturi şi presiuni obişnuite InAs are $\Delta W > W_g$, însă supus presiunii (14 Kbar) pot fi obţinute oscilaţii Gunn întrucît presiunea micşorează ΔW şi măreşte W_g [83].

Analizînd dependenţa $j = f(E)$ s-a presupus că indiferent de valoare, cîmpul E este uniform în eşantion; în realitate pentru $E > E_T$ distribuţia cîmpului devine neuniformă, aceste particularităţi urmînd a fi discutate în paragrafele următoare.

b) Caracteristica $\bar{v} = f(E)$

Cunoaşterea legii de variaţie a lui $\bar{v}$ în funcţie de cîmpul electric permite analizarea principalelor proprietăţi ale materialelor semiconductoare care pot avea *RDN*.

Densitatea de curent are expresia generală

$$j = qn\bar{v} - q\frac{\partial(nD)}{\partial x} = q(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E - q\left(D_1\frac{\partial n_1}{\partial x} + D_2\frac{\partial n_2}{\partial x}\right), \tag{6.6.5}$$

unde n este concentraţia purtătorilor dependentă de distanţă; D_1, D_2 sînt constantele de difuzie pentru cele două minime, dependente de cîmp.

În cazul cîmpului uniform şi a concentraţiei de dopare omogene relaţia (6.6.5) se reduce la (6.6.1) adică $\bar{v}(E)$ diferă de $j(E)$ printr-o constantă; în cazul distribuţiei neuniforme a cîmpului deducerea funcţiei $\bar{v}(E)$ din $j(E)$ necesită cunoaşterea exactă a distribuţiei spaţiale a cîmpului electric.

Funcţia $\bar{v}(E)$ pentru GaAs şi alte materiale este studiată teoretic şi experimental în foarte multe lucrări [84]—[95].

În [84] se dă o formulă de calcul a funcţiei $\bar{v}(E)$ ţinîndu-se seama de următoarele ipoteze simplificatoare: 1) în ambele minime electronii au o distribuţie maxwelliană şi aceeaşi temperatură (electronică) iar timpul de relaxare a energiei purtătorilor (temperaturii electronilor) τ_T este foarte mic în raport cu timpul de relaxare dielectrică, adică distribuţia urmăreşte instantaneu variaţia cîmpului în spaţiu şi timp; la GaAs transportul interminime se efectuează prin împrăştierea fononilor optici, avînd timpul de împrăştiere aproximativ 10^{-12}s astfel că pentru frecvenţe mai mici de 10 GHz transportul poate fi considerat instantaneu; 2) mobilităţile μ_1, μ_2 sînt independente de cîmp iar raportul maselor efective rămîne constant $\alpha = (m_2^*/m_1^*)^{3/2}$.

Expresia vitezei de drift medii este

$$\bar{v} = \mu_1 E\left\{\frac{1 + \left[\left(1 + \alpha + \dfrac{\Delta W}{KT}\right)\dfrac{\mu_2}{\mu_1} - \left(1 + \dfrac{\Delta W}{KT}\right)\right]e^{-\Delta W/KT}}{1 + \alpha\, e^{-\Delta W/KT}}\right\}, \tag{6.6.6}$$

unde temperatura electronilor are expresia

$$T = T_0 + \frac{2}{3}\tau_T \bar{v} E. \tag{6.6.7}$$

Funcţia $\bar{v}(E)$, calculată pentru valorile $\Delta W = 0{,}35$ eV, $\alpha = 60$, $\tau_T = 2 \cdot 10^{-12}$s, $\mu_1 = 5000$ cm^2/V · s, $\mu_2 = 100$ cm^2/V · s şi $T_0 = 300$°K este arătată în figura 6.6.2*a* unde $\mathrm{tg}\beta_3 = \mu_3$, $\mathrm{tg}\beta_2 = \mu_2$, $\mathrm{tg}\beta_1 = \mu_1$ (μ_3 reprezintă valoarea medie a mobilităţii în intervalul de mobilitate diferenţială negativă). Din figură rezultă că porţiunea de *RDN* se întinde între $E = 3{,}2 \div 25$ KV/cm.

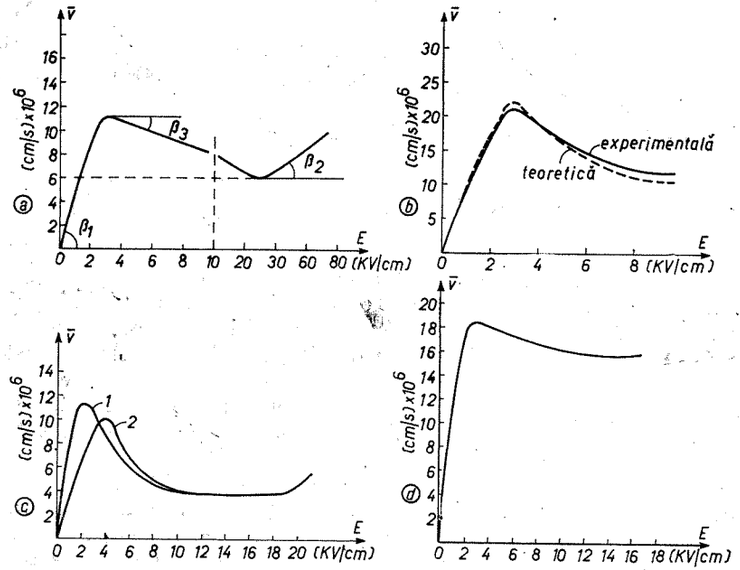


Fig. 6.6.2

În calculele efectuate de Butcher şi colab. [85]—[87] porţiunea de *RDN* se întinde între $E = 3{,}2 \div 20$ KV/cm ; curba teoretică astfel obţinută este în bună concordanţă cu rezultatele experimentale din lucrarea [91] (fig. 6.6.2*b*).

Studiind în detaliu funcţia de distribuţie a electronilor în GaAs Conwell şi Vassel [88] găsesc o abatere esenţială de la distribuţia maxwelliană ($2{,}4 < E < 6$ KV/cm) datorită în special dispersiei de polarizare şi pe centrele de impurităţi. Dispersia micşorează mobilitatea fapt ce poate fi caracterizat printr-un timp de relaxare τ_s ; rezultatele calculelor sînt arătate în figura 6.6.2*c* : curba *2* ţine seama de τ_s, curba *1* nu ia în consideraţie dispersia.

Gunn şi colab. [92], [93] au efectuat măsurători ale vitezei de drift la eşantioane cu concentraţii mari ($n_0 = 10^{14} \div 10^{15}$cm^{-3}) ; pentru a evita formarea de neuniformităţi ale cîmpului în lungul eşantionului (în eşantioanele cu concentraţii mari există condiţii favorabile de formare a neuniformităţilor sau „domeniilor") autorii citaţi au lucrat cu impulsuri de tensiune de durată foarte mică $\tau_i = 0{,}25 \cdot 10^{-6}$ s. În acest interval instabilitatea nu are timp să se dezvolte, astfel cîmpul electric poate fi considerat uniform ; rezultatele experimentale sînt arătate în figura 6.6.2*d*.

O expresie analitică simplă pentru funcţia $\bar{v}(E)$ este dată de Kroemer [89], [90], pornind de la aceleaşi ipoteze simplificatoare ca în [84]. Se introduc următoarele notaţii

$$\frac{n_2}{n_1} = \left(\frac{E}{E_{01}}\right)^k = F^k ; \qquad \frac{\mu_2}{\mu_1} = B, \tag{6.6.8}$$

unde k este o constantă, E_{01} reprezintă intensitatea cîmpului pentru care $n_2 = n_1$ iar B nu depinde de cîmp.

Ţinînd seama de (6.6.8) concentraţiile electronilor în cele două minime sînt

$$n_1 = n\ (1 + F^k)^{-1}, \tag{6.6.9}$$

$$n_2 = nF^k(1 + F^k)^{-1}, \tag{6.6.10}$$

unde $n = n_1 + n_2$. Viteza de drift medie va avea expresia

$$\bar{v} = \bar{\mu}E = \frac{n_1\mu_1 + n_2\mu_2}{n} E = \mu_1 E \frac{1 + BF^k}{1 + F^k}. \tag{6.6.11}$$

Luînd valorile : $k = 4$, $\mu_1 = 8000$ cm^2/V · s, $B = 0{,}05$, $E_{01} = 4$ KV/cm se obţine o modelare perfectă a curbei experimentale din figura 6.6.2*b*.

VI. 6.2. Procese fizice în dispozitive semiconductoare cu RDN

Considerăm un eşantion din GaAs tip N cu mobilitate diferenţială negativă (fig. 6.6.3*a*) căruia i se aplică o tensiune externă V_0 ce fixează punctul de funcţionare iniţial în 0 ($E_0 = V_0/L$, unde L este lungimea eşantionului) ; datorită RDN în dispozitiv au loc instabilităţi ale curentului (sau ale sarcinii spaţiale) care dau naştere oscilaţiilor. Tipul de instabilitate depinde de mulţi factori : concentraţia de echilibru a purtătorilor n_0, dimensiunile eşantionului, valoarea *RDN*, timpul de relaxare maxwelliană a sarcinii spaţiale etc. ; în acest paragraf se descriu calitativ procesele ce au loc în dispozitivele cu MDN (sau RDN) şi se prezintă fenomenologic esenţa efectului Gunn.

Dacă, datorită fluctuaţiilor aleatorii sau neuniformităţilor de dopare, în punctul A_1 (fig. 6.6.3*b*) are loc o acumulare iniţială neînsemnată de sarcini negative (fig. 6.6.3*c*), atunci, aşa cum rezultă din integrarea ecuaţiei Poisson, distribuţia cîmpului nu mai este uniformă ci capătă forma arătată în figura 6.6.3*d*. Datorită MDN numărul purtătorilor care intră în stratul A_1 este mai mare decît al purtătorilor care ies din strat, prin urmare are loc o acumulare de sarcină negativă în exces. În felul acesta la stînga stratului A_1 cîmpul devine mai mic decît E_0, iar la dreapta mai mare, rezultînd o acumulare şi mai pronunţată de sarcină spaţială. Procesul continuă pînă cînd valorile cîmpului la dreapta şi la stînga stratului A_1, ies din porţiunea de MDN, fixîndu-se în punctele *1* şi *2* din figura 6.6.3*a*, pentru care curenţii din cele două regiuni de cîmpuri diferite sînt egali. Avînd în vedere că stratul A_1 se deplasează de la catod spre anod, cu viteza $v \simeq 10^7$ cm/s, în dispozitiv se formează o undă de sarcină spaţială; pentru ca unda să se formeze total pe durata timpului de tranzit este necesar ca în eşantion să fie o concentraţie suficientă de electroni. În figura 6.6.3*e* este arătată variaţia tensiunii cu distanţa pe durata formării şi propagării undei de sarcină spaţială.

O altă formă de instabilitate a sarcinii spaţiale [97] este arătată în figura 6.6.4; considerăm că în apropierea catodului se formează două straturi de acumulare, unul negativ altul pozitiv, separate prin distanţa d, ce constituie un dipol electric în interiorul căruia cîmpul electric are valori mai mari decît în restul eşantionului (fig. 6.6.4*c*).

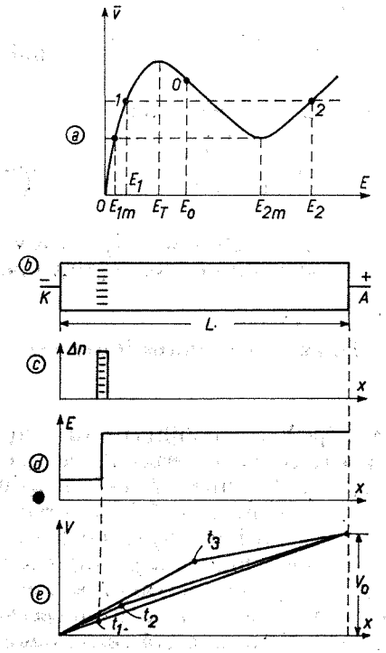


Fig. 6.6.3

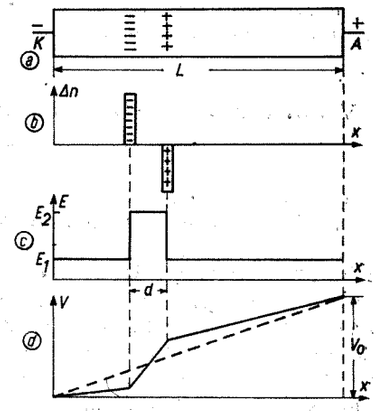


Fig. 6.6.4

Datorită MDN acumularea de sarcină în cele două straturi creşte pînă cînd valorile cîmpului ies din porţiunea de MDN (cîmpul din interiorul dipolului tinde la E_2 iar în afara sa tinde la E_1) şi dipolul ajunge la o configuraţie stabilă. Porţiunea de cîmp înalt din interiorul dipolului poartă numele de *domeniu*; acest domeniu se deplasează de la catod spre anod unde dispare; urmează formarea altui domeniu care se propagă spre anod, procesul repetîndu-se periodic (dipolul se formează iniţial în apropierea contactului ohmic al catodului întrucît acolo există cele mai mari fluctuaţii de dopare şi perturbaţii ale sarcinii spaţiale; precizări suplimentare se vor face în paragraful VI.6.4). Pe durata formării şi propagării domeniului are loc scăderea curentului prin eşantion iar în momentul dispariţiei domeniului la anod curentul creşte atingînd valoarea maximă. În figura 6.6.4*d* se arată variaţia tensiunii cu distanţa; linia punctată corespunde stării anterioare formării domeniului.

Lărgimea domeniului poate fi aproximată astfel: înainte de formarea domeniului tensiunea aplicată cade uniform pe distanţa L deci $V_0 = E_0 L$; după formare V_0 va fi egală cu suma căderilor de tensiune în interiorul domeniului şi în afara sa, deci $V_0 = E_2 d + (L - d)E_1$, prin urmare

$$LE_0 = E_2 d + (L - d)E_1, \tag{6.6.12}$$

de unde

$$d = \frac{E_0 - E_1}{E_2 - E_1} L. \tag{6.6.13}$$

Configuraţia cea mai stabilă se obţine cînd energia aplicată (de intrare) este minimă adică curentul prin eşantion este minim; în acest caz E_1 şi E_2 se înlocuiesc cu E_{1m}, E_{2m} şi (6.6.13) devine

$$d = \frac{E_0 - E_{1m}}{E_{2m} - E_{1m}} L. \tag{6.6.14}$$

VI. 6. 3. Tipuri de instabilităţi în dispozitivele cu RDN

Existenţa mobilităţii diferenţiale negative constituie o condiţie necesară dar nu şi suficientă de producere a instabilităţilor de sarcină spaţială în semiconductorii omogeni. După cum a arătat Shockley [1] nu totdeauna la cîmpuri $E > E_T$ are loc scăderea curentului prin diodă, deci în caracteristica voltamperică nu apare o porţiune de RDN; acest fapt poate fi explicat prin neuniformitatea distribuţiei cîmpului şi existenţa difuziei purtătorilor care compensează micşorarea vitezei de drift medii.

Pentru clasificarea diferitelor regimuri de funcţionare (tipuri de instabilităţi) se utilizează mai mulţi factori, dintre care cei mai impor-

tanți sînt: produsul n_0L (n_0 este concentrația de echilibru a purtătorilor) parametrii curbei $\bar{v}(E)$, valoarea medie a cîmpului $E_0 = V_0/L$, raportul dintre timpul de tranzit și timpul de relaxare maxwelliană (dielectrică) a sarcinii spațiale τ_{tr}/τ_D (τ_D depinde invers proporțional de n_0), rezistența internă R_i a sursei de alimentare. De exemplu dacă R_i este mult mai mare decît valoarea absolută a rezistenței negative, diodele cu MDN nu vor funcționa în regim de oscilație sau amplificare [84].

Adesea pentru clasificarea tipurilor de instabilități se utilizează criteriul Kroemer [96] care ia în considerație (ca factor principal) produsul n_0L. Pentru formarea totală a unei instabilități puternice este necesar ca în diodă să existe o concentrație mare a purtătorilor iar lungimea L să fie suficient de mare, astfel încît să poată avea loc creșterea totală a instabilității (strat de sarcină spațială sau domeniu) pe durata timpului de tranzit.

Viteza de creștere a stratului de sarcină spațială (în ultimele stadii de formare) este dată de relația

$$Q(x,\ t) = Q(x - vt,\ 0)\ e^{t/\tau_D}, \tag{6.6.15}$$

unde

$$\tau_D = \frac{\varepsilon}{\sigma} = \frac{\varepsilon}{qn_0|\mu_D|}, \tag{6.6.16}$$

reprezintă valoarea absolută a timpului (negativ) de relaxare maxwelliană (dielectrică), μ_D fiind mobilitatea negativă.

Presupunînd că (6.6.15) rămîne valabilă pe durata întregului timp de tranzit, $Q(x, t)$ ia valoarea maximă cînd $t = L/\bar{v}$; pentru a avea loc creșterea unei perturbații inițiale este necesar ca $\exp\{L/\bar{v}\tau_D\}$ să fie mai mare decît 1 adică

$$n_0L > \varepsilon\bar{v}/q|\mu_D|. \tag{6.6.17}$$

La eșantioanele din GaAs tip N, singurele folosite în practică, $\varepsilon\bar{v}/q|\mu_D| \simeq$ $\simeq 10^{12}$ cm^{-2}, prin urmare valoarea $n_0L = 10^{12}$ cm^{-2} constituie o condiție limită importantă în clasificarea regimurilor de funcționare a dispozitivelor cu MDN.

În literatură se cunosc două moduri de a clasifica regimurile de funcționare a diodelor Gunn.

a) În primul caz se folosește graficul din figura 6.6.5*a* avînd, n_0L în abscisă și cîmpul E în ordonată (valorile numerice corespund diodelor din GaAs). Pe abscisă distingem două valori caracteristice: $(n_0L)_2$ corespunzătoare raportului $\tau_{tr}/\tau_D \simeq 1$ și $(n_0L)_1$; pe ordonată distingem trei valori caracteristice: E_T — corespunzătoare începutului porțiunii de RDN, E_a și E_{amin} (pentru $E<E_a$ are loc distrugerea domeniului de cîmp înalt). Ne oprim pe scurt asupra regiunilor conținute în graficul din figura 6.6.5*a*:

1) pentru $n_0L \ll (n_0L)_2$ și $E<E_T$ dioda reprezintă o rezistență ohmică (regiunea *1*); 2) pentru $n_0L<(n_0L)_1$ și $E>E_T$ (regiunea *2*) distribuția cîmpului în lungul diodei este neuniformă însă stabilă; caracteristica voltamperică prezintă o regiune de saturație și dioda poate fi utilizată ca stabilizator de curent, avînd o rezistență diferențială pozitivă la orice frecvență; 3) pentru $(n_0L)_1<n_0L<(n_0L)_2$ și $E>E_T$ (regiunea *3*) rezistența diodei

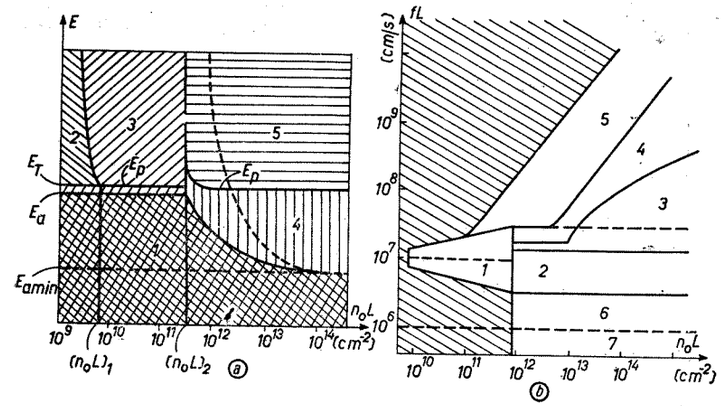


Fig. 6.6.5

devine negativă la frecvența de tranzit $f_{tr} = 1/\tau_{tr}$ și armonicele sale. Aplicînd o tensiune de frecvență f_{tr} în diodă se propagă *o undă crescătoare de sarcină spațială*, putînd funcționa în regim stabil de amplificare; 4) domeniul format dispare la tensiuni $E<E_a$; pentru $n_0L<(n_0L)_2$ avem $E_a \simeq E_T$, în schimb pentru $n_0L>(n_0L)_2$ E_a descrește monoton tinzînd la E_{amin}; curba $E_a = f(n_0L)$ desparte regiunile *1* și *4*; 5) pentru $n_0L>(n_0L)_2$ și $E>E_T$ iau naștere domenii; dacă $n_0L>10^{12}$ cm^{-2}, tensiunea E_p de formare a domeniului nu depinde de n_0L și este egală cu E_T. Dacă $(n_0L)_2<n_0L<$ $<10^{12}$ cm^{-2} atunci E_p crește odată cu scăderea produsului n_0L; curba $E_p = f(n_0L)$ desparte regiunile *4* și *5* pe diagramă.

b) În al doilea caz se folosește diagrama din figura 6.6.6*b*, analogă cu cea propusă de Gunn [98] și Copeland [99], [100], avînd în abscisă n_0L iar în ordonată produsul dintre frecvență și lungimea diodei fL. Parametrul fL este proporțional cu raportul dintre frecvența de oscilație și frecvența de tranzit $f_{tr} = v/L$.

Dispozitivele cu MDN pot funcționa într-o gamă largă de frecvențe, gamă care este acoperită de mai multe regiuni distincte de funcționare. Cel mai simplu regim, regimul de tranzit al domeniilor, poate fi realizat conectînd o rezistență de sarcină activă în circuitul de polarizare a diodei; în acest regim dioda generează impulsuri de curent de frecvență f_{tr}. În utilizările curente din domeniul microundelor dioda se amplasează într-o cavitate rezonantă; astfel pe lîngă cîmpul continuu de polarizare E^0,

la bornele diodei va apărea şi cîmpul alternativ de frecvenţă ultraînaltă care ia naştere în urma procesului de oscilaţie. Dacă factorul de calitate al cavităţii este suficient de ridicat tensiunea are forma sinusoidală (fig. 6.6.6).

1) În cazul cînd amplitudinea componentei alternative a cîmpului E_x este mică în raport cu diferenţa $E_0 - E_T$ cîmpul de înaltă frecvenţă nu modifică forma oscilaţiilor de curent şi spunem că dioda funcţionează în *regim de tranzit* (regimul Gunn pur), corespunzător regiunii 2 din diagramă.

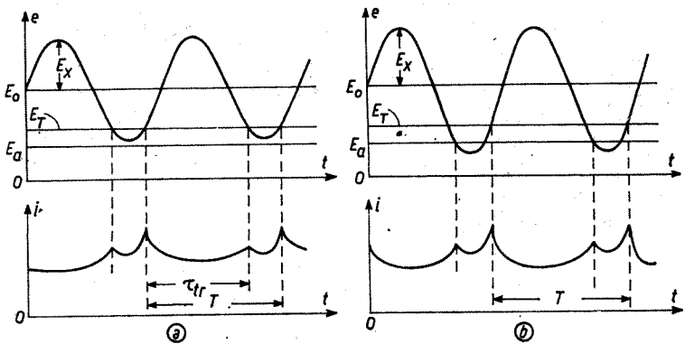


Fig. 6.6.6

2) Dacă amplitudinea componentei alternative a cîmpului este cuprinsă în intervalul de valori $E_0 - E_T < E_x < E_0 - E_a$ (unde E_a reprezintă cîmpul de distrugere a domeniului, fig. 6.6.6*a*), domeniul format se propagă spre anod unde dispare; însă în acest moment cîmpul rezultant aplicat pe diodă este mai mic decît E_T deci nu se poate forma imediat un nou domeniu şi dioda se comportă ca o rezistenţă ohmică. Un nou domeniu se va putea forma numai după momentul cînd cîmpul rezultant pe diodă satisface condiţia $E \geqslant E_T$: dioda funcţionează în *regim de formare întîrziată a domeniului* (regim de inhibiţie a domeniului-inhibited domain mode) corespunzător regiunii 6 din diagramă; frecvenţa oscilaţiilor este mai mică decît f_{tr} şi poate fi reglată prin acordul cavităţii.

3) Mărind şi mai mult amplitudinea componentei alternative a cîmpului $E_x > E_0 - E_a$ (fig. 6.6.6 *b*) domeniul total format este distrus înainte de a ajunge la anod, în momentul cînd E rezultant devine mai mic decît E_a. Dioda funcţionează în *regim de distrugere a domeniului* (quenched domain mode), corespunzător regiunii 3 din diagramă; în general frecvenţa este mai mare decît f_{tr} şi poate fi reglată prin acordul cavităţii.

4) Pînă acum s-a presupus că perioada oscilaţiilor este mare în raport cu timpul de formare a domeniului; dacă perioada oscilaţiilor este de acelaşi ordin de mărime cu timpul de formare şi este satisfăcută condiţia

$E_x > E_0 - E_a$ dioda funcţionează în *regimul hibrid*, corespunzător regiunii *4* din diagramă. Regimul hibrid [101], [102] se deosebeşte de regimul de distrugere a domeniului prin faptul că domeniul este distrus înainte de a se forma total.

5) Dacă frecvenţa proprie a cavităţii rezonante este mult mai mare decît inversul timpului de formare a domeniului, dioda funcţionează în *regim de sarcină spaţială limitată* (Limited Space-charge Accumulation, LSA) [103], corespunzător regiunii *5* din diagramă; acest regim este limitat de liniile $n_0/f = 2 \cdot 10^4$ şi $2 \cdot 10^5$ cm^{-3} s.

6) Întrucît la formarea domeniului are loc scăderea curentului, în caracteristica voltamperică statică va apărea un salt negativ de curent la $E = E_T$; conectînd dioda la un circuit oscilant de frecvenţă f_0 mai mică decît f_{tr}, în circuit vor lua naştere oscilaţii de relaxare avînd perioada egală cu $1/f_0$. Este posibil ca saltul negativ de curent să fie „obturat" de anumite fenomene secundare, efecte de contact, neuniformităţi de dopare etc.; dacă totuşi în caracteristica statică apare o porţiune de RDN, în circuit iau naştere oscilaţii sinusoidale de frecvenţă f_0. Oscilaţiile de relaxare şi sinusoidale se numesc *oscilaţii de joasă frecvenţă* ($f = 1\,\text{KHz} \div f_{tr}$); *regimul de joasă frecvenţă* corespunde regiunii 7 din diagramă.

7) Pentru valori mici ale parametrului $n_0 L$ şi frecvenţe apropiate de f_{tr} dioda poate funcţiona în *regim de amplificare stabilă*, corespunzător regiunii 1 din diagramă; porţiunea haşurată corespunde regiunii inactive.

c) În unele lucrări se utilizează o clasificare mai puţin detaliată, luîndu-se ca bază criteriul Kroemer [96].

1) În diodele cu $n_0 L < 10^{12}$ cm^{-2} nu se pot forma domenii; la frecvenţe apropiate de f_{tr} pot lua naştere *unde crescătoare de sarcină spaţială* şi dioda funcţionează în regim stabil de amplificare [104], [105] (regiunea *1* din fig. 6.6.6 *b*).

2) În diodele cu $n_0 L > 10^{12}$ cm^{-2} se pot forma complet domenii de cîmp înalt care se propagă spre anod. Dacă dioda este conectată la o sarcină rezistivă avem regimul de tranzit (transit time mode), numit uneori regim Gunn pur; amplasînd dioda într-o cavitate rezonantă pe lîngă regimul de tranzit mai pot exista regimul de inhibiţie al domeniului (fig. 6.6.6*a*) şi regimul de distrugere al domeniului (fig. 6.6.6 *b*).

3) Dacă fluctuaţiile de dopare sînt foarte mici şi în diodă nu se pot forma acumulări de sarcină, cîmpul electric rămîne uniform pe întreg spaţiul dintre catod şi anod, fiind proporţional cu tensiunea aplicată. Curentul va fi proporţional cu viteza medie de drift, şi dioda va prezenta pentru circuitul extern o rezistenţă negativă pură, funcţionînd în regim de sarcină spaţială limitată (LSA).

În paragrafele următoare se prezintă particularităţile de funcţionare ale dispozitivelor cu MDN luînd drept bază de clasificare criteriul Kroemer; din considerente cronologice şi de claritate a expunerii începem cu oscilaţiile Gunn (regimurile în care se formează domenii).

VI.6.4. Teoria efectului Gunn

A) Considerații asupra formării domeniilor

În eșantioanele cu n_0L suficient de mare se pot forma domenii de cîmp înalt stabile care se propagă cu viteză constantă de la catod spre anod; se presupune că viteza de drift a electronilor urmează curba plină din figura 6.6.7. Instabilitatea din eșantion capătă forma de domeniu stabil dacă timpul de formare a domeniului τ_d este mai mic decît timpul de tranzit τ_{tr}. Fiind dat că orice proces de variație a sarcinii spațiale nu poate

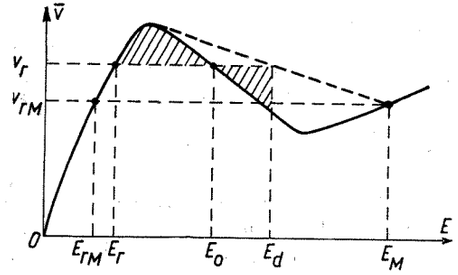


Fig. 6.6.7

avea loc într-un interval mai mic decît timpul de relaxare maxwelliană, vom presupune $\tau_d = \tau_D$ și din condiția $\tau_d < \tau_{tr}$ rezultă pentru GaAs $n_0L > 2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} ($\varepsilon = 12{,}5$, $\bar{v} = 10^7$ cm/s, $\mu = 5 \cdot 10^3$ cm^2/V · s).

Procesul de formare a domeniului este extrem de complicat întrucît concomitent au loc în eșantion procese de difuzie, iar constanta de difuzie este funcție de cîmp; ecuațiile corespunzătoare pot fi rezolvate numai cu ajutorul computerelor [84], [89], [106] dar neglijînd difuzia [107] ecuațiile se simplifică și pot fi rezolvate analitic. În unele studii teoretice se arată că domeniul nu este singura formă de instabilitate în eșantioanele cu MDN supuse unor cîmpuri intense; calculele cele mai detaliate asupra formei și propagării domeniilor sînt efectuate de Copeland [108], [109] cu ajutorul computerelor (s-a luat în considerație și $D(E)$). Butcher și colab. [110], [111], presupunînd coeficientul de difuzie constant, au arătat că viteza de propagare a domeniului este egală cu viteza de drift a purtătorilor din afara sa și au stabilit *regula suprafețelor egale* (fig. 6.6.7). Această regulă face o legătură simplă între curentul din diodă și cîmpul electric maxim din domeniu E_d; densitatea de curent este $j = qn_0v_r$ (v_r este viteza electronilor din afara domeniului) iar pentru un j dat cîmpul din interiorul domeniului) se determină din condiția de egalitate a suprafețelor haşurate. Linia punctată (*curba dinamică*) arată variația cîmpului E_d în funcție de cîmpul de polarizare.

Forma domeniului depinde de n_0L, forma curbei $\bar{v}(E)$ și valoarea cîmpului aplicat. Caracterul curbei $\bar{v}(E)$ la cîmpuri $E > 20$ KV/cm nu este încă definitiv stabilit experimental, fiind posibile două cazuri: în primul caz, cel mai acceptat, se presupune că la $E > 20 \div 30$ KV/cm viteza de drift nu mai depinde de cîmp; în al doilea caz se consideră că la $E \geqslant 20 \div 30$ KV/cm se termină porțiunea de MDN și viteza purtătorilor crește lent odată cu creșterea cîmpului. Neglijînd difuzia și considerînd valabil primul caz în [112] se expun cîteva considerente simple cu privire la forma pereților domeniului. Densitatea electronilor în stratul negativ (peretele posterior al domeniului) poate fi foarte mare iar grosimea stratului este mică pe cînd densitatea stratului pozitiv (strat sărăcit de electroni) nu poate depăși densitatea donorilor ionizați n_0. În aceste condiții domeniul reprezintă

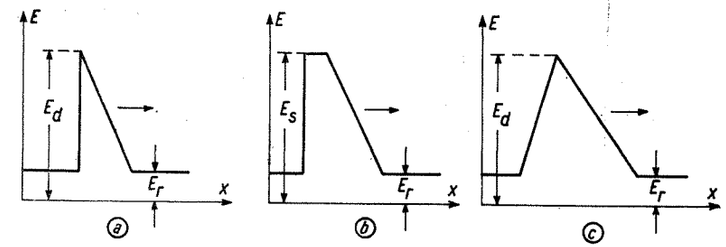


Fig. 6.6.8

un triunghi dreptunghic cu peretele posterior vertical (fig. 6.6.8*a*). Dacă se acceptă ipoteza că la $E > 20$ KV/cm viteza electronilor crește atunci, pentru cîmpuri mai mari decît cel de saturație E_s (E_s depinde de natura și forma eșantionului), domeniul poate căpăta o formă trapezoidală (fig. 6.6.8*b*). În [113] se arată că la concentrații $n_0 < 10^{15}$ cm^{-3} forma domeniului este identică cu cea din figura 6.6.8*a* chiar dacă se ia în considerație procesele de difuzie; la concentrații $n_0 > 10^{15}$ cm^{-3} lărgimea stratului de acumulare poate deveni comparabilă cu cea a stratului sărăcit de electroni și domeniul ia forma arătată în figura 6.6.8 *c*; la concentrații $n_0 \gg 10^{15}$ cm^{-3} densitățile de sarcină din cele două straturi sînt aproximativ egale și domeniul ia forma unui triunghi isoscel. În figura 6.6.9*a*, *b* sînt arătate forma reală a domeniului și distribuția purtătorilor pentru cazurile uzuale din practică. Astfel de forme ale domeniilor au fost obținute prin măsurători directe în impulsuri [93] asupra unui eșantion de GaAs cu $n_0 = 10^{14}$ cm^{-3}, $\mu = 8 \cdot 10^3$ cm^2/Vs; oscilogramele pentru două valori ale tensiunii de alimentare, sînt arătate în figura 6.6.9 *c* de unde rezultă $E_d \simeq 60$ KV/cm ($E_r = 2{,}2$ KV/cm).

În eșantioane de formă paralelipipedică poate exista numai un singur domeniu întrucît cîmpul în exteriorul domeniului este mai mic decît E_T; totuși Gunn [98] arată că la tensiuni mari de polarizare în diodă se pot forma două domenii și este posibil ca oscilațiile de frecvență dublă

obținute de Hakki [114] să constituie o confirmare a ipotezei lui Gunn. Mai multe domenii se pot obține în eșantioane de formă specială: trunchi de con, trunchi de piramidă.

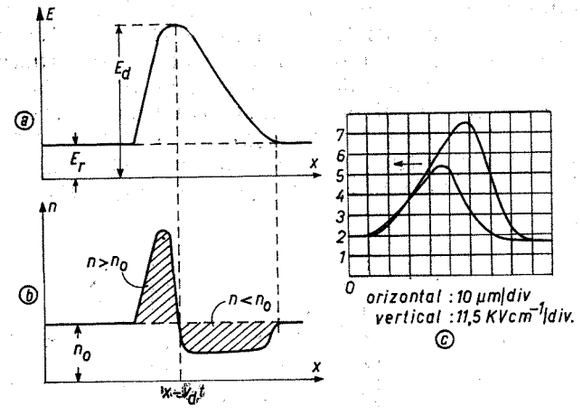


Fig. 6.6.9

Viteza de propagare a domeniului este influențată de centrii de captură în sensul că viteza variază invers proporțional cu densitatea centrilor de captură; în eșantioane de GaAs cu concentrație mică de electroni au fost observate *domenii lente* [115], [116].

B) Teoria efectului Gunn

Contribuții esențiale la teoria efectului Gunn sînt aduse în lucrările [99], [120]—[124]; aici se vor prezenta pe scurt unele aspecte mai importante ale teoriei avînd la bază lucrările lui Knight și Peterson [120]—[122].

a) Deducerea ecuației fundamentale

Comportarea diodei Gunn (dispozitivului cu MDN) poate fi descrisă de următoarele două ecuații: ecuația curentului total (modelul unidimensional)

$$J(T) = qN(X, T)\,V(E) - qD(E)\,N_X(X, T) - \gamma qN(X, T)\,D_X(E) + \varepsilon E_T(X, T), \qquad (6.6.18)$$

și ecuația Poisson

$$E_X(X, T) = q(N(X, T) - N_0)/\varepsilon, \qquad (6.6.19)$$

unde $V(E)$ este viteza de drift medie a electronilor; $N(X, T)$ reprezintă concentrația totală instantanee a electronilor; N_0 este concentrația de echilibru a electronilor, egală cu concentrația donorilor-ionizați; $D(E)$ este coeficientul de difuzie definit de relația lui Einstein $D(E)=KT_k\mu(E)/q$ (T_K este temperatura absolută iar $\mu(E)$ mobilitatea purtătorilor); γ este un coeficient care poate lua valoarea 0 sau 1: dacă se neglijează difuzia sau dacă $D = \text{ct}$ atunci $\gamma = 0$, dacă D este funcție de cîmp atunci $\gamma = 1$.

Toate mărimile variabile s-au notat cu majuscule iar indicii au semnificația operației de derivare parțială.

Derivăm relația (6.6.19) în raport cu distanța, obținem

$$E_{XX}(X, T) = qN_X(X, T)/\varepsilon. \qquad (6.6.20)$$

Înlocuind în (6.6.18) pe $N(X, T)$ și $N_X(X, T)$ cu valorile corespunzătoare din (6.6.19) și (6.6.20) obținem ecuația fundamentală în formă dimensională

$$-D(E)E_{XX}(X, T) - \gamma D_E(E)E_X^2(X, T) + \left[V(E) - \frac{\gamma N_0 D_E(E)}{\varepsilon}\right]E_X(X, T) + E_T(X, T) = [J(T) - N_0 V(E)]/\varepsilon. \qquad (6.6.21)$$

În scopul ușurării analizei această ecuație se aduce la o formă normată (adimensională). Normarea se efectuează în raport cu următoarele mărimi: 1) o valoare caracteristică a cîmpului electric E_α corespunzătoare vitezei $\bar{V}$; 2) concentrația de echilibru N_0; 3) timpul de relaxare dielectrică

$$\tau_D = \frac{\varepsilon}{N_0\mu(E_\alpha)} = \frac{\varepsilon E_\alpha}{N_0 V(E_\alpha)}; \qquad (6.6.22)$$

4) lungimea naturală L egală cu distanța parcursă de purtătorii mobili în timpul τ_D cu viteza $V(E)$, adică $L = \tau_D \cdot V(E)$.

Acum se pot efectua transformările:

$$\left.\begin{aligned} E &= E_\alpha \mathcal{E}, \\ T &= \tau_D t, \\ X &= Lx, \\ V &= V(E_\alpha)\, v, \\ D &= (L^2/\tau_D)\,\mathcal{D}, \\ J(T) &= N_0 V(E_\alpha)\, j(t), \end{aligned}\right\} \qquad (6.6.23)$$

care introduse în (6.6.21) dau ecuaţia fundamentală adimensională

$$-\mathcal{D}(\mathcal{E})\,\mathcal{E}_{xx}(x,t)-\gamma\mathcal{D}_{\mathcal{E}}(\mathcal{E})\,\mathcal{E}_x^2(x,t)+[v(\mathcal{E})-\gamma\mathcal{D}_{\mathcal{E}}(\mathcal{E})]\,\mathcal{E}_x(x,t)+ \tag{6.6.24}$$

$$+\mathcal{E}_t(x,t)=j(t)-v(\mathcal{E}).$$

b) Analiza ecuaţiei fundamentale

Analiza ecuaţiei neliniare cu derivate parţiale (6.6.24) sub formă generală este foarte laborioasă; din această cauză vor fi studiate cazuri particulare care permit să tragem concluzii asupra proceselor fizice, formei şi vitezei domeniilor, adaptării cu impedanţa de sarcină etc.

1) *Neglijarea difuziei*, $\mathcal{D}(\mathcal{E})=0$. Acest caz poate avea loc la concentraţii mici ale purtătorilor şi atunci cînd procesele din diodă sînt foarte rapide în comparaţie cu difuzia. Ecuaţia (6.6.24) devine

$$v(\mathcal{E})\,\mathcal{E}_x+\mathcal{E}_t=j(t)-v(\mathcal{E}), \tag{6.6.25}$$

în care $v(\mathcal{E})$ este o funcţie cunoscută, dată analitic (de exemplu (6.6.11)) sau grafic (fig. 6.6.10 *a*).

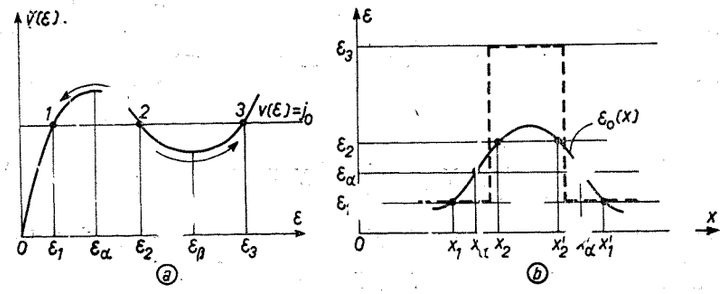


Fig. 6.6.10

Rezolvarea ecuaţiei (6.6.25) se poate efectua prin metoda caracteristicilor [120], permiţînd să tragem unele concluzii asupra proceselor fizice şi a condiţiilor de formare a domeniilor. Dacă în planul (x, t) se alege o linie caracteristică $x=X(t)$, în lungul ei avem

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt}=\mathcal{E}_t+\mathcal{E}_x\frac{dX}{dt}. \tag{6.6.26}$$

Presupunînd că $\mathcal{E}$ satisface (6.6.25) şi impunînd condiţia

$$\frac{dX}{dt}=v(\mathcal{E}), \tag{6.6.27}$$

prin combinarea ultimelor trei relaţii se obţine ecuaţia diferenţială liniară

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt}=-v(\mathcal{E})+j(t), \tag{6.6.28}$$

care este satisfăcută de $\mathcal{E}$ în lungul liniei caracteristice (6.6.27). Dacă se determină $\mathcal{E}(t)$ din (6.6.28) atunci (6.6.27) poate servi pentru trasarea drumului liniei caracteristice.

Presupunînd curentul extern constant $j(t)=j_0$, prin rezolvarea ecuaţiei (6.6.28) se pot obţine unele precizări privind formarea domeniilor; ecuaţia devine

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt}=-v(\mathcal{E})+j_0. \tag{6.6.29}$$

Pentru a studia evoluţia în timp a cîmpului presupunem o perturbaţie iniţială a cîmpului $\mathcal{E}_0(x)$ (fig. 6.6.10*b*) care constituie soluţia ecuaţiei la $t=0$; evoluţia în timp a cîmpului poate fi urmărită făcînd precizări asupra membrului drept al ecuaţiei (6.6.29). Se observă din figura 6.6.10*a* că pentru valorile $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_3$ ale cîmpului $v(\mathcal{E})=j_0$, termenul drept al ecuaţiei este nul şi $\mathcal{E}$ rămîne constant. La valori ale cîmpului pentru care $v(\mathcal{E})>j_0$ (de exemplu $\mathcal{E}_\alpha$) rezultă $d\mathcal{E}/dt<0$ şi $\mathcal{E}$ are tendinţa de scădere către valoarea $\mathcal{E}_1=$ ct.; la valori ale cîmpului pentru care $v(\mathcal{E})<j_0$ (de exemplu $\mathcal{E}_\beta$) rezultă $d\mathcal{E}/dt>0$ şi $\mathcal{E}$ are tendinţa de creştere către valoarea $\mathcal{E}_3=$ ct. Pe baza acestor precizări, revenind la figura 6.6.10*b*, constatăm că după un anumit timp ($t>\tau_d$) ia naştere domeniul ideal de formă dreptunghiulară (linia punctată).

2) *Cazul difuziei constante* $\mathcal{D}(\mathcal{E})=ct.$ Ecuaţia (6.6.24) devine

$$-\mathcal{D}(\mathcal{E})\,\mathcal{E}_{xx}+v(\mathcal{E})\,\mathcal{E}_x+\mathcal{E}_t=j(t)-v(\mathcal{E}) \tag{6.6.30}$$

care pentru un curent extern constant, $j(t)=j_0$ admite soluţia de echilibru $\mathcal{E}_0$. Pentru a aprecia influenţa proceselor de difuzie considerăm mici abateri ale cîmpului de la soluţia de echilibru

$$\mathcal{E}(x,t)=\mathcal{E}_0+\mathcal{E}_1(x,t). \tag{6.6.31}$$

unde $\mathcal{E}_1 \ll \mathcal{E}_0$. Introducînd (6.6.31) în (6.6.30) se obţine o ecuaţie diferenţială liniară cu coeficienţi constanţi

$$-\mathcal{D}(\mathcal{E}_0)\,\mathcal{E}_{1xx} + v(\mathcal{E}_0)\,\mathcal{E}_{1x} + v_{\mathcal{E}}(\mathcal{E}_0)\,\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_{1t} = 0, \tag{6.6.32}$$

pentru care se caută soluţii de forma

$$\mathcal{E}_1(x, t) = \mathcal{E}_1\, e^{\alpha x} \cdot e^{\gamma_1 t}. \tag{6.6.33}$$

Introducînd această soluţie în (6.6.32) obţinem relaţia

$$-\mathcal{D}\alpha^2 + v\alpha + (v_{\mathcal{E}} + \gamma_1) = 0, \tag{6.6.34}$$

care explicitează legătura dintre „constanta spaţială" α şi „constanta de timp" γ_1.

Limitîndu-ne la cazul undelor exponenţiale de amplitudine mică care se propagă cu viteza c

$$\mathcal{E}_1(x, t) = \mathcal{E}_1(x - ct) = \mathcal{E}_{10}\, e^{\alpha(x-ct)}, \tag{6.6.35}$$

din (6.6.32) rezultă

$$\mathcal{D}\alpha^2 + (c - v)\,\alpha - v_{\mathcal{E}} = 0, \tag{6.6.36}$$

relaţie care ne permite să tragem următoarele concluzii: 1) dacă $v_{\mathcal{E}} > 0$ (cazul rezistenţei ohmice, $\mathcal{E} = \mathcal{E}_1$ sau $\mathcal{E} = \mathcal{E}_2$), ecuaţia (6.6.36) are soluţii reale pozitive sau negative pentru α; fiecare dintre semne va duce exponenţiala din (6.6.35) peste limitele de liniaritate la unul din capetele intervalului $-\infty < x < \infty$; 2) dacă $v_{\mathcal{E}} < 0$ (cazul regiunii de MDN) α poate fi sau complex sau real în funcţie de valoarea lui $c - v$; exceptînd cazul $c = v$, α va avea o parte reală şi $\mathcal{E}_1$ va creşte din nou peste limitele de liniaritate. În cazul $v = c$, α este pur imaginar şi $\mathcal{E}_1$ va avea forma unei unde sinusoidale pure cu lungimea de undă

$$\lambda_1 = 2\pi \left(\frac{\mathcal{D}}{|v_{\mathcal{E}}|}\right)^{1/2}, \tag{6.6.37}$$

care se propagă în lungul diodei cu viteza v a purtătorilor.

Considerăm acum cazul general al undei sinusoidale

$$\mathcal{E}_1(x,t) = \mathcal{E}_{10} e^{2\pi j(x - \bullet t)/\lambda} \cdot e^{\beta t}, \tag{6.6.38}$$

care poate fi amortizată sau amplificată de către $e^{\beta t}$; λ este arbitrar.

Introducînd (6.6.38) în (6.6.32) rezultă

$$\beta = v_{\mathcal{E}} - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \mathcal{D} \tag{6.6.39}$$

din care se pot trage concluziile: 1) efectul difuziei este totdeauna disipativ fiind mai accentuat la lungimi de undă mici; 2) efectul caracteristicii curent-tensiune este disipativ în porţiunea $v_{\mathcal{E}} > 0$ şi antidisipativ în porţiunea $v_{\mathcal{E}} < 0$; 3) în regiunea de MDN undele scurte se vor amortiza rapid iar undele lungi vor creşte rapid; lungimea de undă critică este dată de (6.6.37).

3) *Unde stabile şi impedanţa de echilibru a diodei.*

Considerăm că (6.6.30) are soluţia de forma

$$\mathcal{E}(x, t) = \mathcal{E}(x - ct) = \mathcal{E}(\xi), \tag{6.6.40}$$

unde ξ constituie transformarea galileană asupra constantelor spaţiale mobile; operatorii diferenţiali suferă transformările:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &\to \frac{\partial}{\partial \xi}, \\ \frac{\partial}{\partial t} &\to \frac{\partial}{\partial t} - c\frac{\partial}{\partial \xi}, \end{aligned} \tag{6.6.41}$$

care aplicate ecuaţiei (6.6.30) dau

$$-\mathcal{D}(\mathcal{E})\,\mathcal{E}_{\xi\xi} + [v(\mathcal{E}) - c]\mathcal{E}_\xi + \mathcal{E}_t = j(t) - v(\mathcal{E}). \tag{6.6.42}$$

Referitor la ecuaţia (6.6.42) distingem două cazuri:

1) *Unde stabile* ce se propagă cu viteza c, pentru care (6.6.42) se reduce la ($\mathcal{E}_t = 0$)

$$-\mathcal{D}(\mathcal{E})\,\mathcal{E}_{\xi\xi} + [v(\mathcal{E}) - c]\mathcal{E}_\xi = j(t) - v(\mathcal{E}), \tag{6.6.43}$$

care reprezintă o ecuaţie neliniară ordinară. O metodă de rezolvare constă în a descompune (6.6.43) în două ecuaţii de ordin *1*

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\xi} = \mathcal{E}_\xi \tag{6.6.44}$$

$$\frac{d\mathcal{E}_\xi}{d\xi} = \frac{1}{\mathcal{D}(\mathcal{E})}\{[v(\mathcal{E}) - c](\mathcal{E}_\xi + 1) - (j(t) - c)\}. \tag{6.6.45}$$

Imaginăm un „plan al fazelor" punctele căruia au coordonatele $(\mathcal{E}, \mathcal{E}_\xi)$ (fig. 6.6.11); cînd ξ crește cele două componente ale mișcării *sistemului de puncte* sînt date de (6.6.44) și (6.6.45). Fiind dat că $\mathcal{E}_\xi$ reprezintă densitatea sarcinii totale, ultimele două ecuații exprimă variația cîmpului și sarcinii în funcție de valorile lor locale. Punctele singulare ale sistemului sînt date de valorile $(\mathcal{E}, \mathcal{E}_\xi)$ pentru care derivatele lui $\mathcal{E}$ și $\mathcal{E}_\xi$ se anulează; aceste puncte se obțin cînd

$$\mathcal{E}_\xi = 0\,;\; v(\mathcal{E}) = j_0. \tag{6.6.46}$$

Punctele singulare reprezintă condiții de echilibru ale sistemului și în figura 6.6.11 au coordonatele $(\mathcal{E}_1, 0)$, $(\mathcal{E}_2, 0)$, $(\mathcal{E}_3, 0)$. În cazul punctelor singulare ohmice, pentru care soluțiile ecuației (6.6.36) sînt reale și opuse

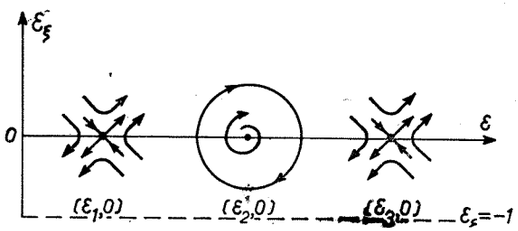


Fig. 6.6.11

există o singură linie de apropiere și o singură linie de îndepărtare de la echilibru. În cazul punctului singular din regiunea cu MDN $(\mathcal{E}_2, 0)$, datorită rădăcinilor complexe ale ecuației (6.6.36), apropierea sau îndepărtarea de soluția de echilibru se efectuează pe o traiectorie în formă de spirală.

2) *Perturbații mici independente de spațiu.* Presupunînd mici perturbații față de unda progresivă se poate determina impedanța proprie a diodei; scriind perturbațiile sub forma

$$\left.\begin{aligned} &\mathcal{E}(\xi, t) = \mathcal{E}_0(\xi) + \mathcal{E}_1(\xi, t), \\ &j(t) = j_0 + j_1(t). \end{aligned}\right\} \tag{6.6.47}$$

Ecuația (6.6.42) se liniarizează astfel ($\mathcal{E}_1 \ll \mathcal{E}_0$, $j_1 \ll j_0$)

$$\mathcal{E}_{1t} + [v(\mathcal{E}_0) - c]\,\mathcal{E}_{1\xi} + v_{\mathcal{E}}(\mathcal{E}_0)\mathcal{E}_1\mathcal{E}_{0\xi} - \mathcal{D}(\mathcal{E}_0)\mathcal{E}_{1\xi\xi} - \\ - \mathcal{D}_{\mathcal{E}}(\mathcal{E}_0)\mathcal{E}_1\mathcal{E}_{0\xi\xi} = j_1(t) - v_{\mathcal{E}}(\mathcal{E}_0)\mathcal{E}_1. \tag{6.6.48}$$

Dacă perturbațiile sînt independente de spațiu, ecuația (6.6.48) se simplifică

$$\mathcal{E}_{1t} = j_1(t) - v_{\mathcal{E}}(\mathcal{E}_0)\,\mathcal{E}_1. \tag{6.6.49}$$

Tensiunea la bornele diodei este

$$V_1 = L_d \mathcal{E}_1, \tag{6.6.50}$$

unde L_d este lungimea diodei; presupunînd tensiunea alternativă de forma

$$v_1(t) = V_1 e^{j\omega t}, \tag{6.6.51}$$

atunci impedanța de echilibru se definește ca

$$Z_1 = V_1/j_1. \tag{6.6.52}$$

Ținînd cont că $\mathcal{E}_1$ și j_1 variază cu pulsația ω din ultimele trei relații rezultă

$$Z_1 = \frac{L_d}{j\omega + v_{\mathcal{E}}} = \frac{1/C_e}{(j\omega + 1/C_e R_e)} \tag{6.6.53}$$

unde, conform relațiilor adimensionale: $C_e = 1/L_d$ este capacitatea distribuită, $R_e = L_d/v_{\mathcal{E}}$ este rezistența în curent continuu iar $1/C_e R_e$ este inversul timpului de relaxare dielectrică.

VI.6.5. Regimul LSA

În 1965 Kroemer [125] arată că, variind foarte rapid cîmpul electric, în diodele Gunn nu se pot forma domenii; variația sarcinii spațiale nu poate urmări pe cea a cîmpului iar acumulările inițiale de sarcină, care se formează în apropierea catodului, n-au timpul necesar să crească complet. În acest caz caracteristica voltamperică statică $j(E)$ urmărește curba statică $\overline{v}(E)$, prin urmare la cîmpuri $E > E_T$ dioda prezintă o RDN, putînd funcționa în regim de oscilație și amplificare. În același an Shuskus și colab. [126] au anunțat obținerea unui nou tip de oscilații în diodele Gunn, frecvența cărora este mult mai mare decît cea de tranzit f_{tr}; spre deosebire de regimul Gunn (de tranzit) frecvența oscilațiilor crește odată cu lungimea diodei.

Studiul detaliat al regimului LSA este efectuat de Copeland [103], [99] prin modelare pe computer și verificări experimentale, precum și în lucrările [127], [128]; acest regim pentru care frecvența oscilațiilor este determinată de circuitul extern (cavitatea rezonantă), a permis obținerea celor mai ridicate performanțe (frecvență, putere, randament) de la diodele Gunn.

a) Principiul de funcționare

Amplasînd dioda Gunn într-o cavitate rezonantă pe lîngă cîmpul constant de polarizare mai acționează și o componentă alternativă (fig. 6.6.12), datorată oscilațiilor de înaltă frecvență ce se stabilesc în cavitate. Frecvența oscilațiilor fiind foarte mare, domeniile n-au timpul necesar pentru formare și caracteristica voltamperică urmărește fidel curba $\bar{v}(E)$; în intervalul unde cîmpul total este mai mare decît E_T dioda se află în porțiunea de RDN și cedează cavității energie de înaltă frecvență; în intervalul unde cîmpul total este mai mic decît E_T dioda se află în regiunea de rezistență pozitivă și absoarbe energie de la cavitate.

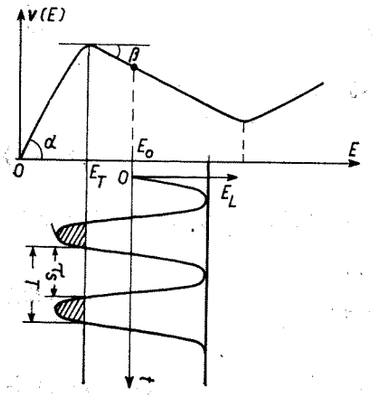


Fig. 6.6.12

Notăm cîmpul total prin

$$e_L = E_0 + E_1 \sin(2\pi t/T). \quad (6.6.54)$$

În porțiunea $0 \div \tau_s$ din perioadă, cînd $e_L > E_T$, în diodă are loc formarea și creșterea sarcinii spațiale (domeniului); în restul perioadei $\tau_s \div T$ are loc absorbția sarcinii spațiale (distrugerea domeniului). Domeniul nu va reuși să se formeze complet dacă perioada oscilațiilor este mult mai mică decît timpul de relaxare dielectrică τ_{DN} corespunzător mobilității diferențiale negative ($\mu_- = \operatorname{tg}\beta$). Totuși perioada oscilațiilor nu poate fi făcută oricît de mică întrucît intervalul $\tau_s \div T$ trebuie să fie suficient pentru absorbția completă a sarcinii spațiale, în caz contrar poate avea loc formarea unui domeniu pe durata cîtorva perioade; procesul de absorbție poate fi caracterizat cu ajutorul timpului de relaxare dielectrică τ_D corespunzător mobilității $\mu_1 = \operatorname{tg}\alpha$.

Din cele expuse rezultă că pentru a obține regimul LSA frecvența oscilațiilor trebuie să fie cuprinsă între anumite limite; se va arăta mai jos că în cazul GaAs aceste limite sînt $2 \cdot 10^4 < n_0/f < 2 \cdot 10^5$ cm^{-3}s.

b) Teorie elementară

Se discută pe scurt condițiile ce limitează frecvența și concentrația purtătorilor precum și bilanțul energetic al regimului LSA.

Ne oprim mai întîi asupra proceselor de formare și absorbție a straturilor de sarcină spațială. În intervalul $0 \div \tau_s$ avem $e_L > E_T$ și în apropierea catodului începe să crească un strat de acumulare, viteza de creștere fiind determinată de timpul de relaxare maxwelliană (dielectrică) corespunzător

porțiunii de MDN. Presupunînd într-o primă aproximație că stratul crește exponențial, vom nota prin G_n coeficientul de creștere

$$G_n = e^{t/\tau_{DN}}, \quad (6.6.55)$$

unde

$$\tau_{DN} = \frac{\varepsilon}{qn_0\mu_-}, \quad (6.6.56)$$

iar μ_- reprezintă valoarea mobilității diferențiale negative; cînd nu se utilizează aproximația liniară pe porțiuni a curbei $\bar{v}(E)$, μ_- reprezintă valoarea medie în timp a mobilității negative,

$$\mu_- = \frac{1}{\tau_s}\int_0^{\tau_s} \mu \, dt \quad (6.6.57)$$

(s-a luat drept origine a timpului momentul cînd tensiunea trece din regiunea de rezistență pozitivă în cea de RDN, fig. 6.6.12).

Introducînd notațiile [99]

$$h = \frac{n_0}{f}; \quad h_n = \left[-\frac{q}{\varepsilon T}\int_0^{\tau_s} \mu \, dt \right]^{-1}, \quad (6.6.58)$$

coeficientul de creștere capătă expresia

$$G_n = e^{-h/h_n}. \quad (6.6.59)$$

În intervalul $\tau_s \div T$ are loc descreșterea stratului de acumulare, avînd coeficientul de descreștere

$$G_p = e^{-h/h_p}, \quad (6.6.60)$$

unde

$$h_p = \left[\frac{-q}{\varepsilon T}\int_{\tau_s}^{T} \mu dt \right]^{-1}; \quad (6.6.61)$$

în ultima relație μ corespunde porțiunii de rezistență pozitivă avînd valoarea aproximativă $\mu_1 = \operatorname{tg}\alpha$.

Condiția de absorbție totală a stratului de acumulare se exprimă

$$G_n G_p = e^{-\left(\frac{h}{h_s} + \frac{h}{h_p}\right)} \leqslant 1, \quad (6.6.62)$$

de unde

$$\frac{h}{h_n} + \frac{h}{h_p} \geqslant 0. \tag{6.6.63}$$

Avînd în vedere că ultima relație se reduce la

$$\frac{1}{h_n} + \frac{1}{h_p} \geqslant 0 \tag{6.6.64}$$

observăm că în condiția (6.6.62) nu intră vreo limitare asupra raportului n_0/f. Evident este însă necesar ca n_0/f să fie suficient de mic pentru ca dioda să nu treacă în regimul hibrid de oscilație, sau chiar în regimul de tranzit.

Totuși, în majoritatea lucrărilor privind regimul LSA formula (6.6.63) se pune sub forma

$$\frac{h}{h_n} + \frac{h}{h_p} \geqslant \delta, \tag{6.6.65}$$

adică viteza de absorbție a stratului de acumulare trebuie să fie de e^δ ori mai mare decît viteza de creștere (adesea se ia $\delta = 1$); în acest caz intervin limitări pentru valorile mici ale raportului n_0/f, anume $n_0/f > 2 \cdot 10^4\ \mathrm{cm^{-3}s}$. Presupunînd timpul de formare al domeniului aproximativ egal cu timpul de relaxare dielectrică $\tau_d = \tau_{DN}$, atunci condiția $T < \tau_d$ definește limita superioară a raportului n_0/f; luînd pentru τ_{DN} expresia (6.6.56) și precizînd condiția $T \leqslant (2 \div 3)\tau_d$, pentru GaAs rezultă $n_0/f \leqslant (2 \div 3)\varepsilon/q\mu_- \simeq 2 \cdot 10^5 \mathrm{cm^{-3}s}$.

Procesele de creștere și absorbție a stratului de acumulare mai pot fi caracterizate cu ajutorul raportului τ_s/T; stratul de sarcină spațială acumulat în perioada activă τ_s va fi complet absorbit în intervalul $T - \tau_s$ dacă este satisfăcută inegalitatea $\mu_1 (T - \tau_s) > \mu_{-\tau_s}$ adică

$$\frac{\tau_s}{T} < \frac{\mu_1}{\mu_1 + \mu_-} \tag{6.6.66}$$

Relația (6.6.66) constituie o condiție impusă amplitudinii componentei alternative a cîmpului pentru o polarizare dată anume amplitudinea oscilațiilor trebuie să fie mai mare decît o valoare critică ce asigură inegalitatea (6.6.66). Pe de altă parte raportul τ_s/T nu poate fi făcut foarte mic, întrucît puterea generată în intervalul activ τ_s trebuie să fie mai mare decît puterea consumată în intervalul $T - \tau_s$.

Foarte important pentru calculul oscilatorilor cu diode Gunn în regimul LSA este studiul bilanțului energetic; în acest sens se utilizează,

„aproximația pentru un singur purtător" [99] care neglijează total efectele legate de acumularea stratului de sarcină spațială. În aceste condiții puterea generată raportată la un singur purtător nu depinde de concentrație. Considerînd cîmpul electric și distribuția purtătorilor omogene, densitatea de curent va fi $j = qn_0\bar{v}(E)$ și puterea consumată de la sursă de un singur electron este

$$P_{dc} = q\frac{E_0}{T}\int_0^T \bar{v}\, \mathrm{d}t, \tag{6.6.67}$$

iar puterea de înaltă frecvență generată de un singur electron va fi

$$P_\sim = q\frac{E_1}{T}\int_0^T \bar{v}\, \sin\,(2\pi ft)\mathrm{d}t. \tag{6.6.68}$$

Rezistența negativă introdusă de diodă în cavitate (egală cu rezistența de sarcină R_S) este

$$R_- = \frac{E_1^2 L}{2 n_0 S P_\sim}, \tag{6.6.69}$$

unde S este aria secțiunii transversale a diodei.

Normînd rezistența R_- în raport cu rezistența pozitivă la cîmpuri mici

$$R_0 = \frac{L}{\sigma S} = \frac{L}{qn_0\mu_1 S}, \tag{6.6.70}$$

se obține un raport independent de n_0, L, S

$$\frac{R_-}{R_0} = \frac{qE_1^2\mu_1}{2P_\sim} \tag{6.6.71}$$

În cadrul aproximației adoptate randamentul nu depinde de concentrație

$$\eta = P_\sim/P_0. \tag{6.6.72}$$

De asemenea produsul dintre puterea totală de înaltă frecvență

$$P_T = n_0 S L P_\sim, \tag{6.6.73}$$

și rezistența negativă R_- nu depinde de frecvență

$$M_T = P_T R_- = \frac{1}{2} E_1^2 L^2, \tag{6.6.74}$$

fapt ce constituie un avantaj esențial al regimului LSA față de regimul de tranzit (Gunn).

Fiind dată curba $\bar{v}(E)$, relațiile (6.6.67)÷(6.6.74) permit calculul complet al oscilatorilor Gunn în regim LSA; de asemenea din aceste relații constatăm că parametrii de bază ce caracterizează regimul de funcționare nu depind de frecvență. În figura 6.6.13 se arată variația randamentului și a rezistenței negative normate în funcție de cîmpul de polarizare E_0, pentru calcule luîndu-se o curbă medie $\bar{v}(E)$ corespunzătoare GaAs; din figură se observă că randamente mari se obțin pentru polarizări $E_0 = 3 \div 8\ E_T$.

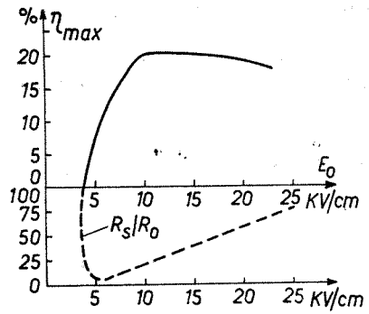


Fig. 6.6.13

Influența sarcinii spațiale asupra funcționării diodelor Gunn în regimul LSA este studiată în lucrarea [128]; dacă frecvența de oscilație, determinată de parametrii cavității rezonante, este aproximativ egală cu inversul timpului de formare a domeniului $f \leqslant 1/\tau_d$, atunci procesul de formare a domeniului ocupă o parte importantă din perioada T și dioda trece în regimul hibrid de funcționare [101].

Calculele teoretice arată că diodele Gunn în regim LSA pot funcționa pînă la $f = 200 \div 300$ GHz cu randamentul $\eta \simeq 20\%$, avînd putere de impuls de aproximativ 100 KW [129]; performanțele obținute la nivelul anului 1968 sînt: $f = 88$ GHz, $P_T = 0{,}5$ W, $\eta = 15\%$ sau $f = 8$ GHz, $P_T = 615$ W, $\eta = 15\%$ [130].

VI.6.6. Amplificarea cu diode Gunn

Posibilitatea amplificării oscilațiilor de înaltă frecvență în diodele Gunn este arătată de Thim și colab. [104] în anul 1965. Dacă produsul n_0L este mai mic decît 10^{12}cm^{-2} (fig. 6.6.5*b*) în diodă se propagă unde crescătoare de sarcină spațială și dioda poate funcționa în regim de amplificare stabilă. Calculele teoretice arată că se pot obține puteri de ieșire de ordinul sutelor de wați; pînă în prezent s-au obținut puteri de ieșire de $1 \div 2$ wați. Amplificatorii ce funcționează în acest regim au zgomote proprii ridicate, fapt ce limitează domeniile de utilizare. Ulterior au fost propuse noi regimuri de amplificare cu diode Gunn avînd randament și puteri mai mari și zgomote proprii mai mici.

a) Clasificarea amplificatorilor cu diode Gunn

Amplificatorii cu diode Gunn pot fi împărțiți în patru grupe mari [119].

1) În prima grupă intră amplificatori cu undă crescătoare de sarcină spațială numiți *amplificatori stabili*. Referindu-ne la figura 6.6.5*a* regimul de amplificare stabilă poate exista cînd $n_0L < (n_0L)_2$, unde $(n_0L)_2$ se determină din criteriul Kroemer $(n_0L)_2 \simeq 2 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$; totuși pentru valori n_0L care depășesc puțin $(n_0L)_2$ cîmpul necesar de formare a domeniilor E_p este mult mai mare decît E_T, prin urmare și pentru aceste valori este posibil regimul de amplificare stabilă. Trebuie precizat că valoarea limită a parametrului n_0L a fost stabilită în presupunerea că dimensiunea transversală a diodei a este mai mare decît lungimea, $a > L$; dacă $a < L$ atunci în criteriul Kroemer va intra parametrul n_0a.

Amplificatorii cu $n_0L < (n_0L)_2$ (sau $n_0a < (n_0a)_2$) se numesc *amplificatori subcritici*; fiind dată limitarea parametrului n_0L ei nu pot furniza puteri mari la ieșire. Din această cauză au fost propuși *amplificatori stabili supercritici* care folosesc diode cu $n_0L > (n_0L)_2$. După metoda utilizată pentru împiedicarea formării domeniilor distingem două variante: conectarea la diodă a unei sarcini externe în curent continuu sau curent alternativ (în cazul cel mai simplu se conectează un rezistor serie suficient de mare în circuitul de alimentare); acoperirea diodei cu un strat dielectric avînd ε_d mare.

2) Grupa doua cuprinde *amplificatori cu domenii mobile* (*amplificatori Thim*) și *amplificatori parametrici*. Funcționarea amplificatorilor Thim se bazează pe faptul că caracteristica voltamperică statică a diodei cu domeniu stabil are o porțiune de rezistență negativă. Variația capacității diodei cu o perioadă egală cu τ_t, face posibilă funcționarea în regim parametric: în absența domeniului capacitatea este relativ mică, în timpul propagării domeniului capacitatea are o valoare ridicată. Amplificatorii parametrici pot funcționa în două regimuri distincte: cu pilotare (excitare) externă de către un semnal avînd frecvența dublă față de semnalul amplificat și fără pilotare externă cînd sursa de excitare este constituită din însăși oscilațiile Gunn. Se apreciază că acești amplificatori pot depăși performanțele amplificatorilor parametrici clasici cu diode varactor.

3) Grupa treia cuprinde amplificatori cu diode dopate supercritic în care formarea domeniilor este împiedicată de către semnalul extern de amplificat; amplitudinea acestui semnal trebuie astfel aleasă încît stratul de sarcină spațială acumulat în intervalul activ să fie complet absorbit în intervalul pasiv cînd $E < E_T$. În acest caz curentul, la fel ca în regimul LSA, urmărește curba $\bar{v}(E)$; se estimează că acest tip de amplificatori, *amplificatori LSA*, au cel mai mic nivel de zgomote proprii.

4) În grupa patra intră amplificatorii a căror funcționare se bazează pe *sincronizarea oscilatorilor Gunn* cu un semnal extern, cu condiția ca puterea de ieșire să fie mai mare decît puterea semnalului de sincronizare.

De asemenea, trebuie adăugat că mai există şi alte tipuri de amplificatori care sînt grupaţi sub denumirea de *amplificatori speciali.*

Clasificarea detaliată a amplificatorilor cu diode Gunn, în conformitate cu criteriile expuse mai sus, este dată în figura 6.6.14; fiecare grup este notat prescurtat printr-o literă.

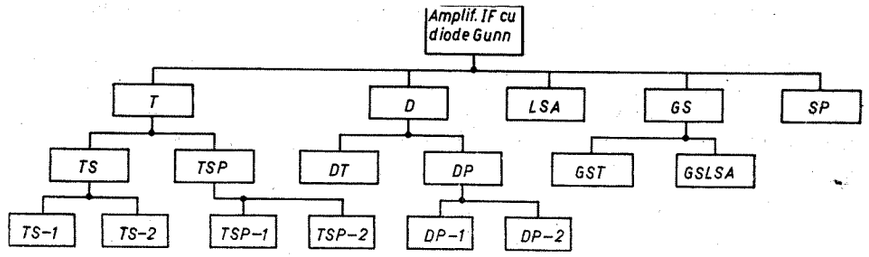


Fig. 6.6.14

Amplificatori stabili *T* propuşi prima dată de Thim şi colab. [104] se întîlnesc în două variante, TS pentru diodele dopate subcritic şi TSP pentru diodele dopate supracritic; amplificatorii subcritici care satisfac condiţia $n_0L<(n_0L)_2$ sînt notaţi cu TS—1, cei care satisfac condiţia $n_0a<(n_0a)_2$ sînt notaţi cu TS—2; amplificatorii supracritici stabilizaţi cu rezistenţă în circuitul extern sînt notaţi cu TSP—1 iar cei ce folosesc diode acoperite strat dielectric sînt notaţi cu TSP—2.

Amplificatorii cu domeniu mobil *D*, propuşi de asemenea de Thim [131], se împart în două categorii: amplificatori Thim cu domeniu mobil DT şi amplificatori parametrici DP; la rîndul lor cei parametrici se împart în DP—1 (cu excitare externă) şi DP—2 (cu autoexcitare). Amplificatorii parametrici DP au fost propuşi de Aitchison [132].

Amplificatori care folosesc nemijlocit porţiunea de rezistenţă negativă a caracteristicii voltamperice statice au fost propuşi de Hashizume şi colab. [133] care au arătat asemănarea regimului de amplificare propus, cu regimul LSA al oscilatorilor cu diode Gunn; acest tip de amplificatori sînt notaţi prescurtat cu LSA.

Amplificatorii a căror funcţionare se bazează pe sincronizarea oscilatorilor Gunn, notaţi prin GS sînt de două feluri: GST cînd oscilatorul funcţionează în regim de tranzit şi GSLSA cînd oscilatorul funcţionează în regim LSA; amplificatorii speciali sînt notaţi cu SP.

Constructiv, amplificatorii cu diode Gunn se întîlnesc în două variante de bază: amplificatorii cu reflexie (reflexion amplifier sau one-port amplifier) şi amplificatori cu undă progresivă (two-port amplifier).

În continuare se dă cîte o scurtă caracterizare pentru fiecare grup de amplificatori.

b) Amplificatori de tip T

În diodele cu $n_0L<(n_0L)_2$ caracteristica voltamperică statică nu prezintă o porţiune căzătoare chiar la cîmpuri $E>E_T$. Această comportare poate fi explicată astfel. La cîmpuri $E>E_T$ distribuţia cîmpului în lungul diodei devine neuniformă dar stabilă; crescînd E_0 cresc neuniformităţile de cîmp şi stratul de acumulare dar totodată creşte şi curentul adică rezistenţa diferenţială pozitivă în curent continuu. Distribuţia neuniformă de echilibru a cîmpului devine instabilă la frecvenţa de tranzit f_{tr}, dacă perioada oscilaţiilor este mai mică decît timpul de difuzie caracteristic $\tau_0 = L^2/D$; dacă $T = 1/f_{tr} \simeq L^2/D$ atunci lungimea diodei devine comparabilă cu lungimea Debye λ_D şi difuzia stabilizează distribuţia neuniformă a cîmpului.

În stadiul actual al teoriei amplificatorilor cu diode Gunn sînt abordate în special problema coeficientului de amplificare, a puterii şi a admitanţei diodei.

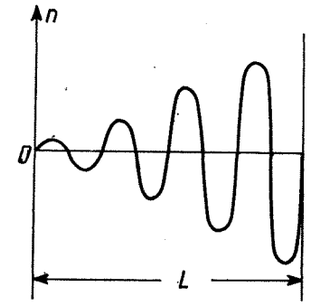


Fig. 6.6.15

Presupunînd că în lungul diodei se dispune un număr întreg de perioade a undei crescătoare de sarcină spaţială (fig. 6.6.15), adică se neglijează procesele de difuzie de la capete, se poate face o evaluare aproximativă a coeficientului de amplificare; neglijînd neuniformitatea de distribuţie a cîmpului static, creşterea undei de sarcină spaţială decurge exponenţial cu constanta de timp τ_{DN} (6.6.56). Întrucît unda atinge valoarea maximă la $t = L/v_0$ ($v_0 \simeq \mu_1 E_T$) se defineşte un coeficient de creştere e^{k_v} unde

$$k_v = \frac{L}{v_0 \tau_{DN}} = \frac{\mu_-}{\mu_1} \frac{q n_0 L}{\varepsilon E_T} . \qquad (6.6.75)$$

Coeficientul de amplificare al puterii exprimat în dB are expresia

$$k_p = 20 \log e^{k_v} \simeq 8{,}6 \; k_v , \qquad (6.6.76)$$

de unde rezultă că k_p creşte proporţional cu n_0L şi raportul μ_-/μ_1, concluzii ce coincid cu rezultatele teoriei riguroase [84] precum şi cu rezultatele experimentale [104], [134]. Într-adevăr la cîmpuri puţin mai mari de E_T odată cu creşterea lui E, μ_- creşte, fapt ce produce creşterea lui k_p. Luînd $E_T = 3\text{KV/cm}$, $\mu_-/\mu_1 = 0{,}2$, $n_0L = 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ se obţine $k_p \simeq 8$ dB.

Calculul admitanței în funcție de unghiul de tranzit $\theta = \omega L/v_0$ pentru diferite raporturi $x = \mu_-/\mu_1$ a fost efectuat de Hakki [105]; rezultatele obținute pentru un eșantion cu $n_0 = 3 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}, $L = 40$ μm, $D = 400$ cm^2/s sînt arătate în figura 6.6.16. Din figură se observă că coeficientul de amplificare a puterii (proporțional cu conductanța negativă) este maxim pentru armonica întîia a frecvenței de tranzit f_{tr} și crește odată cu μ_-. Liniile punctate arată variația susceptanței; în figura 6.6.16 *a* conductanța rămîne tot timpul pozitivă din cauza pierderilor introduse de difuzie.

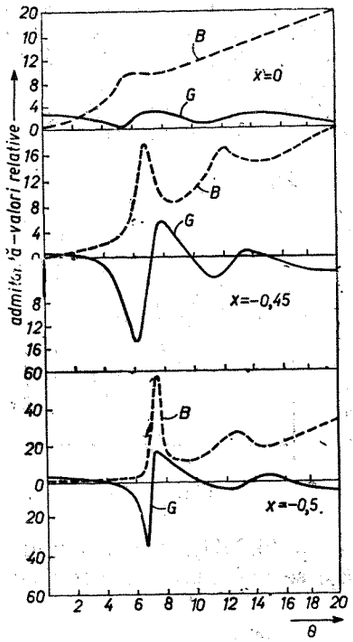


Fig. 6.6.16

c) Amplificatori tip D

Dioda în care se propagă domenii are conductanța negativă (întrucît caracteristica voltamperică are o porțiune căzătoare) pînă la frecvențe apropiate de inversul timpului de formare a domeniului $f \simeq 1/\tau_d$; la frecvențe mai înalte domeniul nu mai reușește să se formeze și din caracteristica voltamperică statică dispare porțiunea de RDN. Aproximînd timpul de formare al domeniului prin relația

$$\tau_d = R_0 C_D, \qquad (6.6.77)$$

unde R_0 este rezistența diodei la cîmpuri $E < E_T$ iar C_D este capacitatea domeniului care se aproximează prin formula (pentru domeniu de formă triunghiulară)

$$C_D \simeq \frac{\varepsilon a^2}{d/2}, \qquad (6.6.78)$$

frecvența $f = 1/\tau_d$ capătă expresia

$$f = \frac{1}{R_0 C_D} = \frac{q n_0 \mu_1}{2\varepsilon L} d, \qquad (6.6.79)$$

de unde

$$fL = \mu_1 \frac{q n_0 d}{2\varepsilon} = \mu_1 E_d. \qquad (6.6.80)$$

Luînd $E_d = 2 \cdot 10^2$ KV/cm, $\mu_1 = 6 \cdot 10^3$ cm^2/Vs se obține $(fL)_{max} = 10^8$ cm/s, deci în regimul cu domeniu mobil pot avea loc procese de amplificare pînă la frecvențe ce depășesc f_{tr} cu un ordin de mărime.

Utilizarea fenomenelor parametrice pentru mărirea puterii și randamentului în oscilatorii Gunn este propusă de Carrol [135]. El arată că performanțele oscilatorilor Gunn ce funcționează în regim de tranzit pe frecvența f_{tr} pot fi îmbunătățite dacă cîmpul alternativ din cavitate conține armonica a doua; puterea de ieșire și randamentul cresc datorită autoexcitării pe armonica doua.

Metoda propusă de Aitchison [132] de obținere a amplificatorilor parametrici este mult mai simplă și constă în variația periodică a capacității diodei, cu frecvența f_{tr}. În absența domeniului capacitatea diodei are expresia

$$C_1 = \varepsilon S/L = \varepsilon a^2/L, \qquad (6.6.81)$$

prin urmare capacitatea variază între C_1 și C_D (fig. 6.6.17*a*); adîncimea de modulare a capacității este $C_D/C_1 = 2L/d$ și depinde de diodă și cîmpul aplicat, avînd valori cuprinse între 10÷30. Variația capacității permite

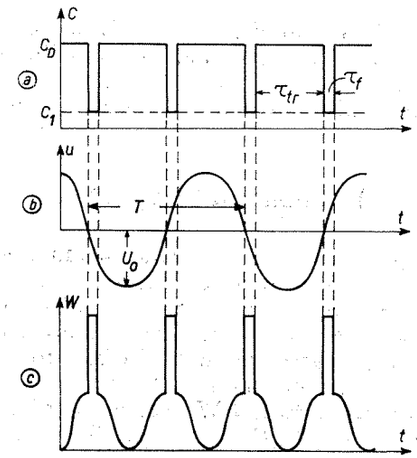


Fig. 6.6.17

obținerea amplificării parametrice a unui semnal de frecvență $f_s = f_{tr}/2$. Considerăm că dioda este conectată la un circuit oscilant serie acordat, în prezența domeniului, pe frecvența $f_s = 1/2\pi \sqrt{L_0 C_D}$ unde L_0 unde este inductanța bobinei; alegînd faza semnalului de intrare $u = U_0 \cos \omega_s t$ ca în figura 6.6.17*b*, energia înmagazinată în circuitul oscilant de către condensator va fi

$$W = I_0^2/4\omega_s^2 C(1 - \cos 2\omega_s t), \qquad (6.6.82)$$

unde I_0 este amplitudinea curentului din circuit. Energia electrostatică trece prin maxim cînd u trece prin minim; în aceste momente capacitatea diodei se micşorează, fiind egală cu C_1, iar energia are valoarea

$$W = W_1 = I_0^2/2\omega_s^2 C_1 \tag{6.6.83}$$

care, pentru $\omega\tau_d \ll 1$, rămîne constantă în intervalul τ_d (fig. 6.6.17*c*). Apoi pe durata timpului de tranzit, energia revine la valoarea

$$W = W_2 = I_0^2/2\omega_s^2 C_D. \tag{6.6.84}$$

Energia pompată (de excitaţie) pe durata unei perioade a semnalului este egală cu valoarea medie a diferenţei dintre energia condensatorului cu excitaţie (W_2) şi energia condensatorului fără excitaţie (W_1)

$$W_{ex} = \frac{(W_2 - W_1)\,\tau_d}{T/2} = \frac{I_0^2\,(C_D - C_1)\,\tau_d\,T}{4\pi^2 C_1 C_D}. \tag{6.6.85}$$

Rezultatele experimentale din lucrarea [136] arată că se pot obţine uşor $k_p \simeq 20$ dB, cu nivel de zgomot sub 15 dB; Aitchison remarcă faptul că amplificatorii parametrici cu efect Gunn au coeficientul de merit $\gamma = f_s C_D/C_1 \geqslant 30$ MHz, mai mare decît la cei cu diode varactor.

d) Amplificatori tip LSA

De la aceşti amplificatori se pot obţine cele mai mari puteri de ieşire şi cele mai mici zgomote proprii. Funcţionarea se bazează pe distrugerea domeniilor dintr-o diodă dopată supercritic de către semnalul de intrare: stratul de sarcină spaţială acumulat în intervalul activ este complet absorbit în intervalul pasiv de către semnalul de intrare de putere suficientă şi de frecvenţă $f > 1/\tau_d$. În lucrarea [133] au fost obţinute amplificări $k_p \simeq 6$ dB şi puteri de ieşire de 180 W pentru o diodă avînd: $n_0 = 5 \cdot 10^{14}$ cm^{-3}, $\mu_1 = 7 \cdot 10^3$ cm^2/Vs, $R_0 = 12{,}5\ \Omega$, $L = 1$ mm, $E_0 = 10$ KV/cm şi $E_1 = 3$ KV/cm; puterea de ieşire creşte proporţional cu lungimea diodei.

e) Oscilatori Gunn sincronizaţi

Amplificarea se bazează pe sincronizarea de fază a oscilatorilor cu diode Gunn; fiind dat că puterea semnalului de sincronizare este mult mai mică decît puterea oscilatorului, în acest regim se obţin cei mai mari coeficienţi de amplificare a puterii. De exemplu, pentru o diferenţă $\Delta f = 1$ MHz între frecvenţa oscilatorului şi a semnalului de sincronizare s-a obţinut $k_p = 38$ dB [137].

Sincronizarea de fază a oscilatorilor Gunn a fost studiată experimental în lucrarea [138] şi teoretic în lucrările [139], [140]. Neajunsurile principale ale sincronizării de fază sînt: gama dinamică foarte mică a semnalului de sincronizare şi gama de acord relativ îngustă.

VI.6.7. Dispozitive funcţionale pe bază de efect Gunn

În această categorie intră următoarele grupe de dispozitive Gunn: 1) dispozitive logice şi de memorie; 2) generatori funcţionali; 3) generatori de ultrasunete; 4) dispozitive optoelectronice. În paragraful de faţă se descriu principiile de funcţionare şi construcţia dispozitivelor din primele două grupe.

A) Dispozitive logice şi de memorie cu diode Gunn

Datorită dimensiunilor mici, vitezei ridicate şi posibilităţii de utilizare în circuitele integrate, diodele Gunn capătă o largă răspîndire în calculatoarele electronice rapide. Posibilitatea funcţionării diodelor Gunn ca elemente logice şi de memorie se bazează pe următoarele două proprietăţi: 1) după cum rezultă din diagrama 6.6.5*a* pentru $n_0 L < (n_0 L)_2$ există o diferenţă apreciabilă între tensiunea de formare a domeniilor E_p şi cea de dispariţie E_a; 2) funcţionarea diodei în regim de tranzit (Gunn) este caracterizată prin două stări distincte, una de rezistenţă mare, în prezenţa domeniului, alta de rezistenţă scăzută, în absenţa domeniului.

În majoritatea dispozitivelor logice existente se utilizează prima proprietate care permite diodelor Gunn să funcţioneze în regim de trigger (schemă bistabilă declanşată). Polarizarea iniţială se alege astfel încît $E_a < E_0 < E_T$ (fig. 6.6.5*a*); peste tensiunea de polarizare se suprapune un impuls de tensiune a cărui durată este mai mare decît timpul de formare al domeniului, însă mult mai mică decît timpul de tranzit. Cîmpul rezultant fiind mai mare decît E_p, în diodă, ia naştere un domeniu ce se propagă spre anod unde dispare; domeniul următor nu se mai poate forma, astfel dioda furnizează la ieşire un impuls de tensiune avînd durata aproximativ egală cu timpul de tranzit.

Pentru o concentraţie n_0 dată condiţiile (stabilitatea) de funcţionare a diodelor trigger depind de următorii factori: lungimea diodei L, tensiunea de polarizare V_0, amplitudinea E_i şi durata impulsului τ_i şi valoarea rezistorului de sarcină R_s. Trebuie satisfăcute relaţiile [109]

$$\left.\begin{aligned} &L > L_{min},\\ &\tau_d \leqslant \tau_i < \tau_{tr},\\ &R_s < R_{s\,max},\\ &V_{0min} \leqslant V_0 \leqslant (E_P - E_{i\,min})\ L, \end{aligned}\right\} \tag{6.6.86}$$

unde L_{min}, V_{0min} sînt valorile minime ale lungimii diodei şi polarizării, pentru care este posibil regimul trigger ; E_{imin} este cîmpul minim al impulsului care poate declanşa formarea domeniului ; R_{smax} este valoarea maximă a rezistorului de sarcină avînd expresia [141]

$$R_{smax} \simeq \frac{L^{3/2}\sqrt{E_p - E_r}}{S\mu_1 E_r \sqrt{2\varepsilon q n_0}} - R_r, \qquad (6.6.87)$$

unde E_r, R_r sînt cîmpul, respectiv rezistenţa porţiunii de diodă din exteriorul domeniului.

Există diode trigger care în urma acţiunii unui impuls de intrare produc la ieşire o secvenţă de impulsuri ; acest regim de funcţionare se poate obţine dacă în schemă există o reacţie inversă pozitivă (externă sau internă). Pentru a face deosebire de cazul precedent, numit trigger de speţa întîi, regimul care asigură generarea unei secvenţe de impulsuri se numeşte regim trigger de speţa a doua.

Diodele trigger de speţa întîi se întîlnesc în două variante : în cazul primei variante impulsul de intrare iniţiază formarea domeniului (aşa cum s-a arătat mai sus respectînd condiţiile (6.6.86)) ; în cazul variantei a doua impulsul de intrare cauzează încetarea oscilaţiilor adică aduce cîmpul de la $E \geqslant E_p$ la $E \leqslant E_a$.

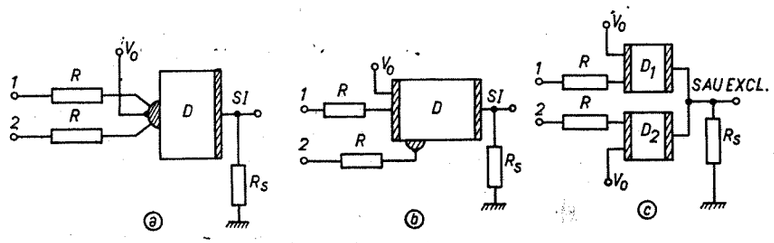


Fig. 6.6.18

În lucrarea [142] se dă un tabel complet cu scheme posibile de realizare a operaţiilor logice curente cu diode Gunn ; aici ne vom opri asupra circuitelor ce realizează operaţiile logice „ŞI" şi „SAU EXCLUSIV" (fig. 6.6.18). În cazul circuitului ŞI (fig. 6.6.18*a*) domeniul se poate forma şi pe R_s apare un semnal de tensiune numai dacă pe ambele intrări acţionează concomitent impulsuri ($S = AB$) ; pentru funcţionarea corectă trebuie satisfăcută condiţia

$$V_{D1} < E_p L \leqslant V_{D1.2}, \qquad (6.6.88)$$

unde V_{D1}, $V_{D1.2}$ sînt tensiunile la bornele diodei Gunn cînd acţionează un singur, respectiv două impulsuri la intrare ; aceste tensiuni au expresiile

$$V_{D1} = \frac{(V_0 + V_i) R_0}{R_0 + R_s + R} ; V_{D1.2} = \frac{(V_0 + V_i) R_0}{R_0 + R_s + R/2}. \qquad (6.6.89)$$

În circuitul ŞI din figura 6.6.18*b*, impulsurile de intrare au amplitudini diferite.

Circuitul SAU EXCL. (Fig. 6.6.18*c*) este format din două diode Gunn identice conectate la o sarcină comună ; pe rezistorul de ieşire apare impuls de tensiune cînd se aplică impuls de intrare fie pe intrarea *1*, fie pe intrarea *2* dar nu pe ambele deodată ($S = A\bar{B} + \bar{A}B$). Elementele schemei şi polarizarea sînt astfel alese încît aplicînd impulsul la intrarea uneia dintre diode, de exemplu D_1, cîmpul în interiorul ei depăşeşte E_p, formîndu-se domeniul de cîmp înalt. Odată cu formarea domeniului curentul din D_1, deci şi prin R_s, se micşorează favorizînd formarea domeniului şi în dioda D_2 iar la bornele lui R_s apare semnalul de ieşire. Atunci cînd sosesc impulsuri concomitent la ambele intrări are loc creşterea curentului prin R_s şi în diode cîmpul rămîne mai mic decît E_p. Condiţia de funcţionare corectă este

$$V_{D1.2} < E_p L \leqslant V_{D1}, \qquad (6.6.90)$$

unde

$$V_{D1} = \frac{(V_0 + V_i) R_0}{R_s + R_0 + R} ; V_{D1.2} = \frac{(V_0 + V_i) R_0}{R_s + (R_0 + R)/2.} \qquad (6.6.91)$$

Aşa cum se arată în lucrarea [142] există numeroase posibilităţi de realizare a unei game largi de funcţii logice cu ajutorul diodelor Gunn : pot fi utilizate fie combinaţii de diode separate, fie cu electrozi suplimentari dispuşi pe lungimea diodei [143].

În schemele de memorie se utilizează diode Gunn ce funcţionează în regim trigger de speţa a doua ; pentru aceasta tensiunea de polarizare trebuie să satisfacă condiţia

$$E_{as} L < V_0 \leqslant (E_p - E_i) L, \qquad (6.6.92)$$

unde $E_{as} \simeq (0{,}8 \div 0{,}9) E_p$ iar schema trebuie să conţină o buclă de reacţie pozitivă ; drept elemente de reacţie se utilizează condensatori [144] (fig. 6.6.19*a*) sau linie coaxială în gol [145], [146] (fig. 6.6.19*b*) conectată în anodul diodei.

Memorarea semnalului de intrare este atestată de prezenţa oscilaţiilor în diodă ; datorită reacţiei pozitive la dispariţia primului domeniu cîmpul în diodă este menţinut la valori superioare lui E_p şi dioda oscilează în continuare. În cazul schemei din figura 6.6.19*b* domeniul următor este declanşat de impulsul de fază opusă reflectat de la capătul în gol al liniei. Există dispozitive de memorie realizate sub formă de circuite integrate care pe lîngă dioda Gunn (elementul de memorie propriu-zis) conţine toate elementele asociate : rezistori, condensatori, bobine, linii de întîrziere.

Amplasînd dioda într-o cavitate rezonantă se obţin dispozitive de memorie de mare viteză [147] ; frecvenţa cavităţii este aproximativ egală

cu f_{tr} iar durata impulsului de intrare trebuie să fie egală cu timpul de propagare a semnalului pe bucla de reacţie pozitivă.

După cum se remarcă în [148] un loc deosebit în rîndul dispozitivelor logice cu diode Gunn este ocupat de neuristor. Constituind o linie activă

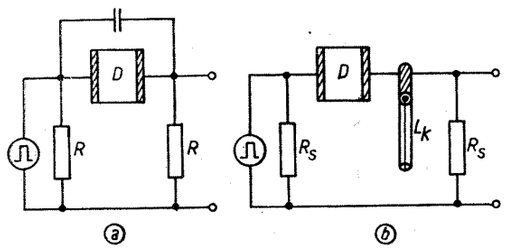


Fig. 6.6.19

analogă cu axonul, neuristorul trebuie să satisfacă condiţiile: existenţa unei valori prag pentru semnalul de intrare sub care linia nu reacţionează; autogenerarea de impulsuri cînd semnalul de intrare depăşeşte pragul; viteza constantă de propagare; amplitudinea impulsului generat nu depinde

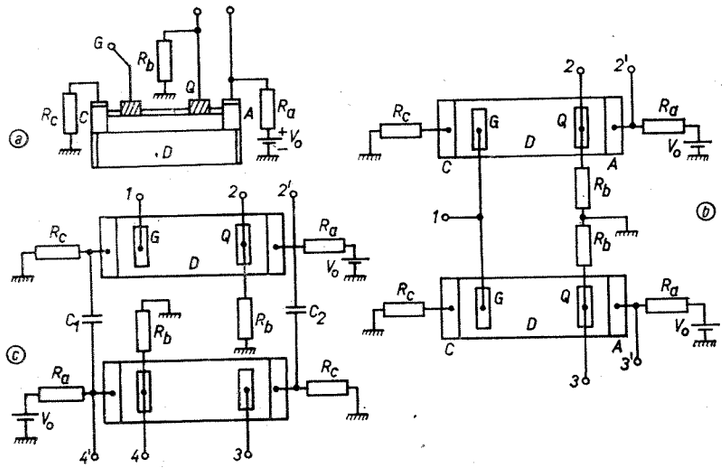


Fig. 6·6.20

de amplitudinea semnalului de intrare; existenţa unui timp mort în limitele căruia neuristorul nu reacţionează la semnalul de intrare. Dioda Gunn cu instabilitate sub formă de domenii satisface complet condiţiile enumerate; în figura 6.6.20 se arată schema posibilă a neuristorului precum şi

cele două moduri fundamentale de interconectare a neuristorilor, utilizate în realizarea diferitelor scheme logice: conexiunea *T* (fig. 6.6.20*b*) şi conexiunea *S* (fig. 6.6.20*c*). Neuristorul (fig. 6.6.20*a*) constă din dioda Gunn *D* cu contactele de catod şi anod realizate pe aceeaşi parte(lucru esenţial în tehnica circuitelor integrate) pe care sînt dispuşi electrodul de intrare *G* şi un electrod suplimentar de ieşire *Q*.

B) Generatori funcţionali

Spre deosebire de dispozitivele cu joncţiune PN, unde regiunea de cîmp înalt este fixată în spaţiu (în regiunea joncţiunii propriu-zise), la diodele Gunn regiunea de cîmp înalt (domeniu) este mobilă în spaţiu; această proprietate lărgeşte posibilităţile funcţionale ale dispozitivelor Gunn, întrucît este creată o cale suplimentară de comandă a frecvenţei şi formei oscilaţiilor prin variaţia parametrilor dispozitivului în lungul drumului de deplasare a domeniului. Diodele în care are loc variaţia parametrilor pe drumul de propagare a domeniului se numesc diode cu „profil de conductanţă" variabil; în aceste diode curentul de ieşire $I = qn_0vS$ (S este aria secţiunii traversale) în orice moment depinde de poziţia domeniului şi repetă în timp variaţia spaţială a parametrilor.

Generatorii funcţionali, în care se utilizează variaţia spaţială a parametrilor sau electrozi suplimentari în lungul drumului de deplasare a domeniului, pot fi împărţiţi în trei grupe: 1) generatori cu frecvenţă variabilă; 2) generatori cu forma dată a oscilaţiilor; 3) generatori cu forma comandată a oscilaţiilor.

a) *Generatori cu frecvenţă variabilă.* În diodele cu n_0 şi S constante lungimea drumului parcurs de domeniu, deci şi frecvenţa de oscilaţie, poate fi efectuată numai prin scăderea tensiunii aplicate astfel încît cîmpul să devină mai mic decît E_a înainte ca domeniul să ajungă la anod; în cazul concentraţiei neuniforme sau a profilului geometric variabil, frecvenţa poate fi variată în limite largi prin schimbarea tensiunii de alimentare.

Presupunem că în absenţa domeniului cîmpul se micşorează monoton de la catod spre anod; această situaţie poate fi realizată fie prin creşterea concentraţiei de la catod spre anod, fie prin creşterea ariei secţiunii transversale, profil geometric variabil. Crescînd tensiunea de polarizare cîmpul atinge valoarea E_v mai întîi lîngă catod; domeniul format se propagă spre anod, dar dispare în punctul unde $E<E_a$ înainte de a ajunge la anod. Variind tensiunea de polarizare aplicată diodei, este variată lungimea drumului parcurs de domeniul pînă la dispariţie; în felul acesta se realizează *acordul electronic* al oscilatorilor cu diode Gunn [149], [150], între frecvenţă şi tensiune existînd o dependenţă aproximativ hiperbolică. Dacă dioda funcţionează în regim de trigger durata impulsurilor de ieşire depinde de valoarea tensiunii de polarizare.

În figura 6.6.21 sînt arătate două construcţii de diode cu profil geometric variabil în care se poate realiza acordul electronic : forma trapezoidală (fig. 6.6.21*a*) şi structura cu electrozi concentrici (fig. 6.6.21*b*). Pot exista şi structuri trapezoidale de volum (trunchi de piramidă, trunchi de con) însă rezultate mai bune au fost obţinute cu structuri plane ; în [151] frecvenţa oscilatorului a fost variată pînă la 3 f_0 unde f_0 este frecvenţa maximă de oscilaţie, corespunzătoare celei mai mici polarizări.

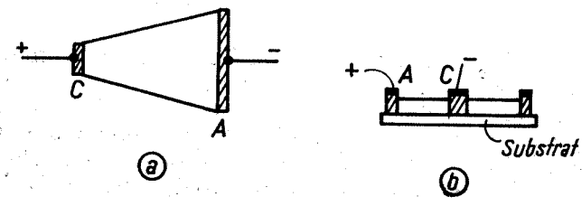


Fig. 6.6.21

O metodă foarte eficientă de variere a frecvenţei constă în folosirea unei structuri care conţine o joncţiune PN [155] (fig. 6.6.22*a*) : dioda Gunn propriu-zisă este realizată pe un substrat de tip P, astfel dioda (GaAs tip N) şi substratul formează o joncţiune PN, care poate fi polarizată direct sau invers de către o tensiune suplimentară V_b. Unda de sarcină spaţială sau domeniul interacţionează cu capacitatea distribuită a joncţiunii şi drept urmare viteza de fază este funcţie de capacitatea totală a joncţiunii ; frecvenţa oscilaţiilor este funcţie de tensiunea de polarizare (fig. 6.6.22 *b*).

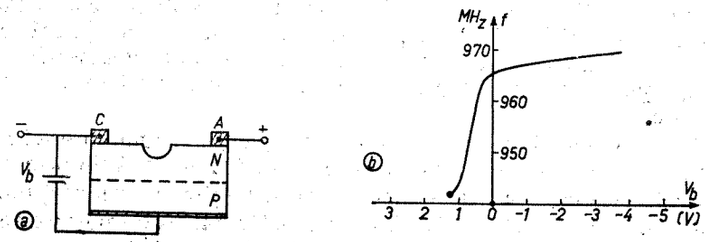


Fig. 6.6.22

b) *Generatori cu forma dată a oscilaţiilor.* Forma dată a oscilaţiilor se poate obţine prin trei metode : profil geometric adecvat, prezenţa electrozilor suplimentari, acoperirea unei părţi a diodei cu un strat dielectric de grosime variabilă.

În cazul primei metode se utilizează proprietatea importantă a diodelor Gunn că forma curentului repetă în timp profilul geometric ;

de exemplu profilele din figura 6.6.21 vor da la ieşire impulsuri de curent în dinţi de ferăstrău. Analog structura din figura 6.6.23*a* va furniza impulsuri trapezoidale, iar cea din figura 6.6.23*b* impulsuri în formă de clopot.

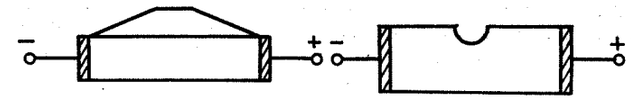


Fig. 6.6.23

Adăugînd un electrod suplimentar în lungul diodei [150], [152], [154] (fig. 6.6.24*a*) se obţine forma curentului din figura 6.6.24*b* : imediat după formarea domeniului curentul de catod scade la valoarea I_0 care se menţine pînă cînd domeniul ajunge în dreptul electrodului suplimentar G ; în acest moment curentul de catod devine egal cu $I_1 = I_0 + I_g$ unde I_g este curentul ce trece prin rezistorul R_g. Valoarea lui I_1 se menţine pînă cînd domeniul ajunge la anod ; în acest moment, datorită dispariţiei domeniului curentul creşte brusc la valoarea maximă I_M.

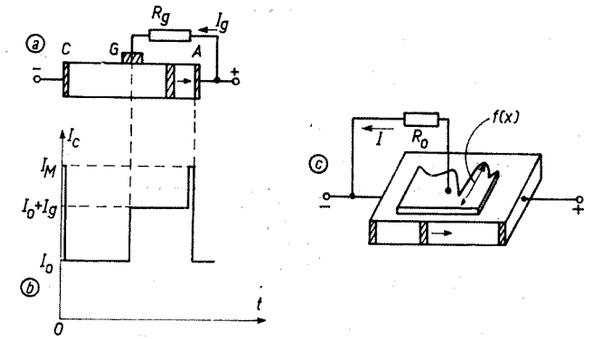


Fig. 6.6.24

O altă posibilitate de a obţine o formă dată de oscilaţii constă în acoperirea unei feţe a diodei cu un strat dielectric de profil adecvat [153] (fig. 6.6.24*c*) şi conectarea acestui strat la unul din electrozi (catod) prin rezistorul R_0 ; forma curentului I din circuitul acestui rezistor (numit circuit de şuntare) repetă profilul stratului dielectric pe direcţia catod—anod. Trecerea domeniului prin porţiunea acoperită de dielectric induce în circuitul de şuntare sarcina

$$\Delta Q = \frac{\varepsilon_D V_d}{w} f(x) \cdot \mathrm{d}x, \qquad (6.6.93)$$

unde ε_D este permitivitatea electrică a dielectricului, V_d este tensiunea maximă la bornele domeniului, w este grosimea stratului dielectric, $f(x)$ este o funcţie ce descrie profilul stratului dielectric în lungul drumului descris de domeniu.

Curentul din circuitul de şuntare are expresia

$$I = \frac{\mathrm{d}(\Delta Q)}{\mathrm{d}t} = \frac{\varepsilon_D V_d}{w} v_0 f(v_0 t), \qquad (6.6.94)$$

deci forma curentului repetă configuraţia spaţială a dielectricului.

c) *Generatori cu formă comandată a oscilaţiilor.* Amplasînd în lungul diodei mai multe circuite de şuntare, realizate cu contacte ohmice (fig. 6.6.24*a*) sau straturi dielectrice (fig. 6.6.24*c*), prevăzute cu întrerupătoarele K_1, K_2... (fig. 6.6.25) apare posibilitatea de a comanda forma oscilaţiilor. Acţionînd asupra întrerupătoarelor cu impulsuri din exterior avînd durata egală cu τ_{tr}, se poate comanda forma curentului de ieşire, adică numărul şi durata impulsurilor (impulsurile de intrare deschid

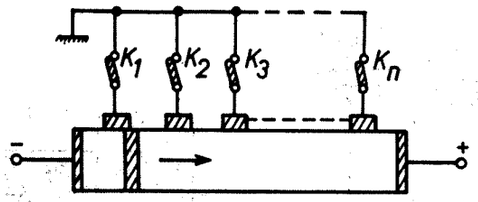


Fig. 6.6.25

contactele K). Avînd în vedere că impulsurile de intrare pot reprezenta diferite informaţii binare codificate, aceste structuri se utilizează în generatorii de cod şi în sistemele de mărire temporară a densităţii de informaţie.

VI.7. Dispozitive semiconductoare optoelectronice

VI.7.1. Dispozitive electroluminiscente

Conform clasificării convenţionale date în paragraful IV.11, dispozitivele semiconductoare optoelectronice constituie dispozitive semiconductoare care transformă (în diferite moduri) energia electrică în energie luminoasă.

Prin luminiscenţă se înţelege emisia unei radiaţii optice ca rezultat al excitării electronice a materialului (excluzînd excitaţia termică, incan-

descenţa); după natura energiei de excitaţie distingem patru tipuri de luminiscenţă: 1) fotoluminiscenţa în cazul excitării optice; 2) catodoluminiscenţa în cazul excitării cu fascicul electronic; 3) radioluminiscenţa în cazul excitării cu particule rapide sau radiaţii de înaltă energie; 4) electroluminiscenţa în cazul excitării cu cîmp sau curent electric. În acest paragraf ne vom referi numai la dispozitivele cu electroluminiscenţă.

a) Tranziţii radiative în semiconductori

Electronii şi golurile generate termic se află în echilibru cu reţeaua cristalină, fapt pentru care se numesc purtători de echilibru. Dacă purtătorii sînt generaţi prin una din metodele indicate mai sus, energia de excitare este preluată aproape total de purtători (care se numesc purtători de neechilibru); pentru a ajunge la echilibru cu reţeaua purtătorii suferă diferite tranziţii, din care o parte sînt radiative.

Tranziţiile purtătorilor pot fi grupate în trei categorii [160]: 1) tranziţii via centre de impurităţi sau defecte de reţea (fig. 6.7.1*a*): ZC — accep-

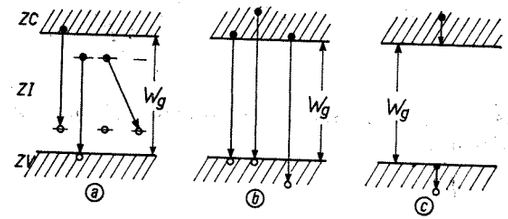


Fig. 6.7.1

tor, donor — ZV, donor-acceptor; 2) tranziţii interzonale (fig. 6.7.1*b*): tranziţii între marginea inferioară a ZC şi marginea superioară a ZV, corespunzătoare energiei celei mai apropiate de W_g; tranziţii de energii mai ridicate la care iau parte purtătorii fierbinţi (a căror temperatură este mult mai mare decît temperatura reţelei) şi care pot fi asistate de fononi, excitoni etc.; 3) tranziţii intrazonale (fig. 6.7.1*c*) la care iau parte numai purtători fierbinţi; emisia tranziţiilor intrazonale radiative se numeşte „de decelerare".

Trebuie precizat că nu în toate materialele semiconductoare pot avea loc tranziţiile enumerate şi nu toate tranziţiile sînt radiative; *eficienţa de emisie* este cu atît mai mare cu cît raportul dintre tranziţiile radiative şi cele neradiative este mai mare.

Un alt criteriu de categorisire a tranziţiilor este conservarea momentului (impulsului): 1) tranziţii directe, în care are loc conservarea momentului (a vectorului de undă); 2) tranziţii indirecte, în care intervin diferiţi centri de împrăştiere (fononi, excitoni etc.).

Spectrul de emisie pentru tranzițiile intrinseci $ZC - ZV$ (care au loc în semiconductorii intrinseci și fără defecte de rețea) este dat de relația [161]

$$I_{(h\nu)} \sim \nu^2 \langle M^2 \rangle f_n(w) f_p(w) g(w), \tag{6.7.1}$$

unde $\langle M \rangle$ este elementul matricei de tranziție.

Considerînd masa efectivă constantă densitatea de nivele capătă expresia $g(w) = \gamma(h\nu - W_g)^{1/2}$; dacă $\langle M \rangle$ este constant și semiconductorul nedegenerat (6.7.1) devine

$$I_{(h\nu)} \sim \nu^2 (h\nu - W_g)^{1/2} e^{-(h\nu - W_g)/kT}. \tag{6.7.2}$$

Din ultima relație rezultă că maximul intensității (integrale) de emisie are loc pentru energii apropiate de W_g iar lărgimea liniei spectrale este proporțională cu kT.

În cazul tranzițiilor extrinseci intervine energia de ionizare a centrilor de impurități și cvasinivele Fermi pentru purtătorii cu distribuție degenerată; de exemplu considerînd un eșantion cu distribuție degenerată a electronilor și distribuție nedegenerată a golurilor, intensitatea de emisie are expresia (m_n^* și m_p^* constante)

$$I_{(h\nu)} \sim \nu^2 (h\nu - W_g + W_a)^{1/2} \left[\exp\left\{ \frac{h\nu - W_t + W_a - W_{FN}}{kT} \right\} + 1 \right]^{-1}, \tag{6.7.3}$$

unde W_a este energia de ionizare a acceptorilor iar W_{FN} este cvasinivelul Fermi pentru electroni.

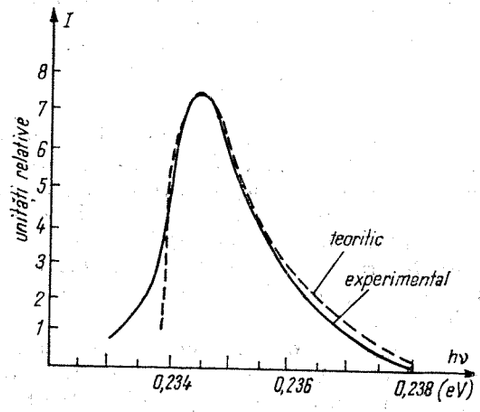


Fig. 6.7.2

Maximul intensității de emisie survine pentru energii apropiate de $W_g - W_a$. Între calculele teoretice și rezultatele experimentale s-a constatat o bună coincidență la InSb de tip N [161] (fig. 6.7.2).

b) Eficiența luminiscenței

Eficiența luminiscenței se definește ca raportul dintre energia asociată proceselor radiative și energia totală aplicată. Pentru deducerea unei expresii a eficienței se utilizează modelul simplificat al lui Ivey (fig. 6.7.3) în care se presupune că există un nivel de captură (trapping) CC de energie W_t sub ZC și un nivel de centri de luminiscență CL de energie W_l deasupra ZV. Numărul stărilor de trapping este egal cu N_t iar numărul electronilor captați pe aceste stări este n_t; numărul stărilor de luminiscență este egal cu N_l iar numărul golurilor captate pe aceste stări este p_l; G reprezintă numărul de perechi electron-gol generate în unitate de timp (rata de generare). Semnificația celorlalți coeficienți din figură este următoarea: β este rata de recombinare radiativă prin captarea unui electron de către un centru de luminiscență (adică de golul de pe aceste stări); α_0 este rata de recombinare neradiativă prin captarea unui electron de pe nivelul de trapping de către un gol din ZV; α_1 este rata de captură a electronilor de către nivelul de trapping; α_2 este rata de producere a centrilor de luminiscență prin pierderea unui electron sau captarea unui gol; γ_1 este rata de relaxare termică a electronilor captați; γ_2 este rata de umplere termică a centrilor de luminiscență liberi prin captarea electronilor din ZV.

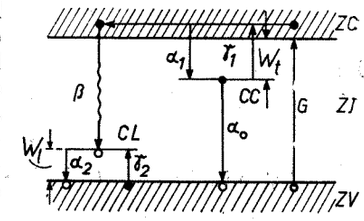


Fig. 6.7.3

Ecuațiile ce descriu ratele de variație a electronilor liberi din ZC și a electronilor pe stările de captură în condiții staționare sînt:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \alpha_1 n (N_t - n_t) - \beta n p_l + \gamma_1 n_t = 0, \tag{6.7.4}$$

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = \alpha_1 n (N_t - n_t) - \alpha_0 n_t p - \gamma_1 n_t = 0. \tag{6.7.5}$$

Combinînd ultimele două ecuații rezultă

$$G = \beta n p_l + \alpha_0 n_t p, \tag{6.7.6}$$

în care primul termen este asociat proceselor radiative, cel de al doilea cu procesele neradiative.

Eficiența luminiscenței se definește ca

$$\eta_l = \frac{\beta n p_l}{G} = \frac{1}{1 + \dfrac{\alpha_0 n_t p}{\beta n p_l}}. \tag{6.7.7}$$

Pentru nivele mici de excitație se poate presupune că este respectat echilibrul termic între ZC și centrii de captură precum și între ZV și centrii de luminiscență; în aceste condiții se poate scrie

$$\gamma_1 n_t \simeq \alpha_1 n (N_t - n_t), \tag{6.7.8}$$

$$\gamma_2 p_t \simeq \alpha_2 p (N_t - p_t). \tag{6.7.9}$$

Presupunînd semiconductorul nedegenerat nivelul Fermi este amplasat între W_t și W_l și au loc egalitățile:

$$N_t - n_t \simeq N_t, \tag{6.7.10}$$

$$N_l - p_t \simeq N_l, \tag{6.7.11}$$

iar

$$\frac{n_t}{p_t} \simeq \frac{N_t}{N_l} e^{-(W_t - W_l)/kT} \tag{6.7.12}$$

Introducînd în (6.7.7) se obține

$$\eta_l = \left[1 + \frac{N_t}{N_l} \frac{\alpha_0}{\beta} \frac{p}{n} \exp \left\{ - \frac{W_t - W_l}{kT} \right\} \right]^{-1}, \tag{6.7.13}$$

de unde rezultă că o eficiență ridicată necesită $N_l \gg N_t$ și $W_t - W_l \gg kT$; de asemenea η_l scade cu temperatura.

c) Tipuri de dispozitive semiconductoare electroluminiscente

Există mai multe moduri de excitare a electroluminiscenței: excitarea intrinsecă, injecția, procese de multiplicare în avalanșă și procese de tunelare cuantică; în conformitate cu aceste moduri de excitare se poate da o clasificare a dispozitivelor electroluminiscente.

1) *Dispozitive cu excitare intrinsecă.*

Introducînd o pulbere semiconductoare (de ex. Z_nS) într-o cuvă de sticlă și aplicînd un cîmp electric alternativ se observă electroluminiscența pulberii; avînd în vedere eficiența foarte scăzută $\eta_l < 2\%$, aceste dispozitive nu se utilizează în practică. Mecanismul de excitare este datorat ionizării de impact de către electronii accelerați sau emisiei de cîmp (Schottky) a electronilor din centrii de captură.

2). *Dispozitive cu excitare prin injecție.*

Injecția de purtători minoritari într-o joncțiune polarizată direct poate duce la procese de recombinare radiativă. De exemplu pentru o joncțiune PN din GaP dopată cu Cd (acceptor) și S (donor) tranzițiile observate experimental sînt [162], [163] (în eșantion mai pot lua naștere stări donoare datorate CdO și stări acceptoare datorate defectelor de rețea C, figura 6.7.4): *1* — între stările donoare de S și stările acceptoare de Cd (verde); *2* — între stările donoare de CdO și stările acceptoare de Cd (roșu); *3* — între stările donoare de CdO și cele acceptoare datorate defectelor (infraroșu).

3) *Dispozitive cu excitare prin avalanșă.*

Aplicînd tensiunii inverse suficient de mari pe o joncțiune PN sau pe bariera Schottky în dioda respectivă se declanșează un proces de avalanșă adică sînt generate perechi electron-gol care pot recombina radiativ. Există două tipuri posibile de tranziții radiative (fig. 6.7.5): interzonale (emisie de avalanșă) și intrazonale (emisie de decelerare).

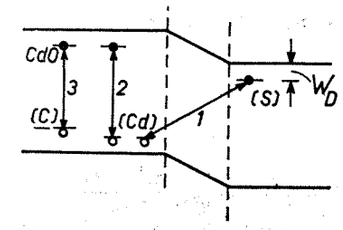


Fig. 6.7.4

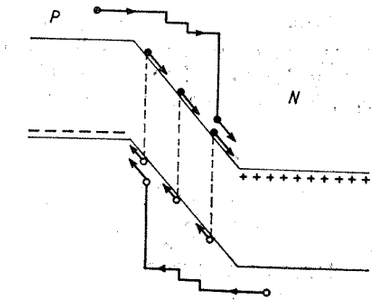


Fig. 6.7.5

4) *Dispozitive cu excitare prin efect tunel.*

Tunelarea cuantică poate avea loc atît la polarizări directe cît și la polarizări inverse ale joncțiunii PN sau barierei Schottky.

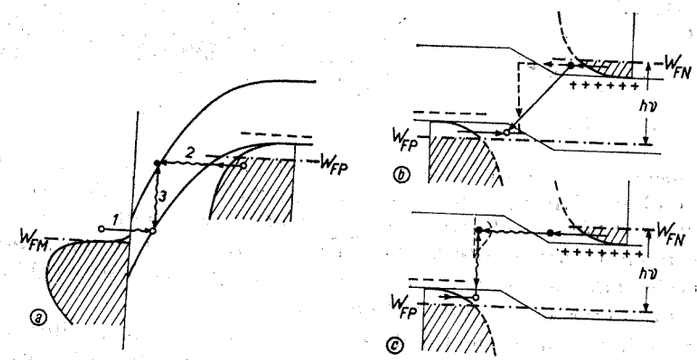


Fig. 6.7.6

Considerăm o barieră Schottky MS_P puternic polarizată invers (fig. 6.7.6*a*): golurile pot tunela din metal în semiconductorul de tip P degenerat *1* iar electronii pot tunela din ZV în ZC *2*; urmează recombinarea radiativă *3* [166].

Tot în această categorie pot fi incluse joncțiunile PN degenerate polarizate direct; tunelarea constituie o etapă a procesului de recombinare radiativă; distingem două tipuri de tunelări: tunelarea în diagonală (fig. 6.7.6*b*) a electronilor din ZC în ZV și tunelarea electronilor din ZC în coada stărilor de impurități [164], [165] urmată de tranziția radiativă în ZV (fig. 6.7.6 *c*).

5) *Surse de infraroșu cu* $G_a A_s$.

Larga răspîndire a surselor de infraroșu cu GaAs formate din joncțiuni PN polarizate direct se explică prin [167]: 1) injecția de purtători prin polarizarea directă a joncțiunii reprezintă cea mai eficientă metodă

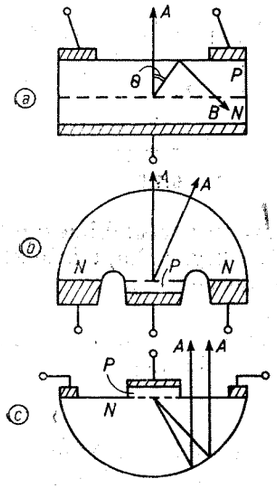


Fig. 6.7.7

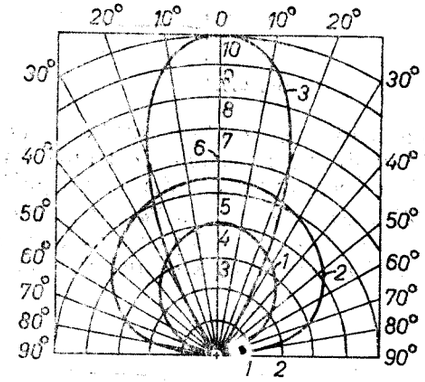


Fig. 6.7.8

de transformare a energiei electrice în radiație luminoasă; 2) GaAs este un semiconductor în care pot avea loc tranziții interzonale directe, prin urmare recombinările radiative nu sînt asistate de fononi; 3) dintre semiconductorii cu tranziții interzonale directe (în spațiul $\boldsymbol{k}$ minimul zonei de conducție coincide cu maximul zonei de valență) GaAs este cel mai bine studiat din punct de vedere tehnologic.

Pentru mărirea eficienței de emisie au fost propuse diferite configurații (fig. 6.7.7) în care se urmărește găsirea unui raport optim între coeficientul de reflexie internă și coeficientul de absorbție internă. Variația intensității de emisie cu unghiul de înclinație față de normala la suprafața joncțiunii este arătată în figura 6.7.8: *1* pentru configurația dreptunghiulară, *2* pentru configurația semisferică, *3* pentru configurația parabolică [168].

VI.7.2. Procese fizice în laserii cu semiconductori

Laserul (*L*ight *A*mplification by *S*timulated *E*mission of *R*adiation) constituie o sursă puternică de radiație coerentă, a cărui funcționare se bazează pe amplificarea radiației prin emisie stimulată. Realizarea primului laser de către Maiman în 1960 [169] pe bază de corp solid ($Al_2O_3:Cr^{3+}$) a constituit rezultatul unor importante cercetări teoretice și experimentale; totodată această realizare constituie începutul unei perioade de intense eforturi pentru găsirea de noi materiale care prezintă efect laser, pronunțat. La scurt timp este anunțată realizarea laserului cu gaz (He—Ne) de către Javan și colab. [170].

În perioada 1957—1962 diferiți autori [171]—[173] au propus laserul cu joncțiuni semiconductoare. Realizarea experimentală a laserului cu joncțiuni semiconductoare a fost anunțată aproape simultan de trei grupe de cercetători [174]—[176] în laboratoare diferite; drept material a fost utilizată GaAs, avînd lungimea de undă a radiației $\lambda = 8400$ Å. La scurt timp [177] a fost anunțată realizarea laserului din cristale mixte, $GaAs_{1-x}P_x$, avînd $\lambda = 7100$ Å; prin schimbarea raportului dintre concentrațiile As și P se poate varia lungimea de undă a radiației, acoperind întreaga gamă de la infraroșu pînă la ultraviolet.

În cele ce urmează se expun particularitățile de funcționare ale laserului cu semiconductori, presupunîndu-se că cititorului îi sînt cunoscute principiile generale de construcție și funcționare ale laserilor convenționali.

a) Tranziții în laserii cu semiconductori

La acțiunea laser iau parte trei tipuri principale de tranziții: absorbția, tranziții spontane și tranziții stimulate; pentru explicarea acestor tranziții ne folosim de modelul simplu propus de Levine (fig. 6.7.9). Considerăm două stări ale unui atom W_1 și W_2 (W_1 — stare fundamentală, W_2 — stare excitată); conform legii lui Planck orice tranziție între aceste

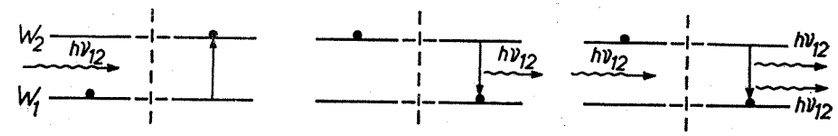


Fig. 6.7.9

stări este însoțită de absorbția sau emisia unui foton de energie $h\nu_{12} = W_2 - W_1$. La temperaturi normale cea mai mare parte din atomi se găsesc în starea fundamentală; dacă asupra sistemului acționează un foton de energie $h\nu_{12}$, situația inițială este perturbată întrucît un atom din starea W_1 absoarbe fotonul și trece în starea W_2 (fig. 6.7.9*a*).

Starea excitată a atomului este instabilă astfel, fără a acționa un stimul extern, după un timp scurt are loc tranziția la starea fundamentală; procesul este însoțit de emisia unui foton și poartă denumirea de emisie spontană (fig. 6.7.9*b*). Timpul de viață al emisiei spontane, adică timpul mediu de viață al stării excitate variază în limite foarte largi ($10^{-9} \div 10^{-3}$ s) depinzînd de parametrii semiconductorului: tipul de tranziție (directă sau indirectă), densitatea centrilor de recombinare etc.

Un caz aparte survine cînd asupra atomului aflat în starea excitată acționează un foton de energie $h\nu_{12}$ (fig. 6.7.9*c*): atomul este stimulat să efectueze imediat tranziția spre starea fundamentală; fotonul emis este în fază cu fotonul incident și procesul poartă denumirea de emisie stimulată.

Principalele mecanisme de absorbție a radiației electromagnetice în semiconductori sînt [178]: 1) tranziții $ZV - ZC$; 2) tranziții între nivelele Landau din diferite zone sau din aceeași zonă; 3) tranziții incluzînd centri de impurități; 4) tranziții incluzînd excitoni; 5) tranziții intrazonale de către purtătorii cu masă efectivă negativă; 6) absorbții în interiorul zonei condiționate de prezența purtătorilor liberi; 7) absorbții de către rețeaua cristalină.

Ultimile două mecanisme sînt totdeauna disipative și împiedică acțiunea laser; mecanismele $1 \div 5$ pot fi directe sau indirecte. Mecanismul *5* este propus de Basov și colab. [171]; mecanismul *2* este considerat de Lax [179] care propune laserul cu rezonanță ciclotronică. Dumke [173] propune un criteriu de emisie stimulată în baza mecanismelor *1*, *3*, *4*. Tranzițiile interzonale pot fi directe sau indirecte. Tranzițiile directe au loc în semiconductorii la care minimul zonei de conducție și maximul zonei de valență survin în același punct al zonei Brillouin (adică pentru același vector de undă); fiind dat că tranzițiile directe sînt procese de ordinul întîi (are loc conservarea automată a momentului) cîștigul optic va avea valori ridicate. Tranzițiile indirecte, fiind procese de ordinul doi (pentru conservarea energiei și momentului intervin fononi și alți agenți de dispersie) vor avea un cîștig optic mai mic.

b) Inversiunea de populație

Într-un sistem dat populația este inversată dacă în starea excitată se găsesc mai mulți atomi decît în starea fundamentală. Dacă asupra sistemului cu populația inversată acționează un foton de energie $h\nu_{12}$ atunci emisia stimulată este mai mare decît absorbția, adică mai mulți fotoni vor părăsi sistemul decît au fost absorbiți. Acest fenomen poartă numele de *amplificare cuantică*.

Pentru a stabili un criteriu de amplificare [172] ne oprim asupra condiției de inversiune a populației în semiconductorii intrinseci (fig. 6.7.10). În condițiile de echilibru la $T = 0°K$ distribuția electronilor și golurilor este cea din figura 6.7.10*a*; intervenind cu un factor excitant

extern, o anumită cantitate de electroni trece din ZV în ZC adică se realizează inversiunea populației (fig. 6.7.10*b*). Mărimile W_{FV}, W_{FC} poartă numele de cvasinivele Fermi. Acțiunea radiațiilor de energie $W_g < h\nu < (W_{FC} - W_{FV})$ vor cauza tranzițiilor $ZC \to ZV$ radiative, realizîndu-se emisia stimulată.

În cazul temperaturii diferită de zero distribuțiile purtătorilor din cele două zone capătă forma din figura 6.7.10*c*; deși nu se poate vorbi

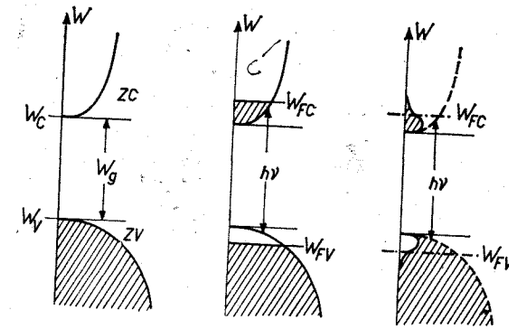


Fig. 6.7.10

de un echilibru termic global, în fiecare zonă purtătorii se află în echilibru termic unii față de alții. Considerînd cvazinivelele Fermi cunoscute, funcțiile de distribuție ale electronilor în cele două zone sînt:

$$f_c(w) = f_c(K_i) = \frac{1}{1 + \exp\{(W - W_{FC})/kT\}}, \tag{6.7.14}$$

$$f_v(W - h\nu) = f_v(K_j) = \frac{1}{1 + \exp\{W - h\nu - W_{FV})/kT\}} \tag{6.7.15}$$

În prezența unei radiații de frecvență ν numărul de cuante absorbite în unitate de timp este [172], [178].

$$J_a = K_1 \Gamma^i_{VC} f_v(K_j)\,[1 - f_c(K_i)], \tag{6.7.16}$$

iar numărul de cuante emise în unitate de timp este

$$J_e = K_1\, \Gamma^i_{CV} f_c(K_i)\,[1 - f_v(K_j)], \tag{6.7.17}$$

unde K_1 include densitățile de stări din cele două zone ($K_1 = g_c(K_i)\, g_v(K_j)$; Γ^i_{VC} este probabilitatea pe unitate de timp ca radiația incidentă să pro-

ducă o tranziție din ZV în ZC; Γ^i_{CV} este probabilitatea pe unitate de timp ca radiația incidentă să producă o tranziție din ZC în ZV.

Condiția necesară de amplificare cuantică (adică emisia stimulată să fie predominantă față de absorbție) este $J_e > J_a$; considerînd $\Gamma^i_{CV} \simeq \Gamma^i_{CV}$ din (6.7.16) și (6.7.17) se obține

$$W_{FC} - W_{FV} > h\nu. \tag{6.7.18}$$

Trebuie precizat că în cazul de față conceptul de cvasinivel Fermi pentru un grup de stări dintr-o zonă dată este valid numai dacă electronii aparținînd acestor stări efectuează schimbul energetic cu sursa „fierbinte" (excitația externă care ridică temperatura electronilor) într-un interval de timp foarte mic în comparație cu timpul necesar pentru ca electronii să revină la echilibru prin tranziții între stările diferitelor grupe. Condiția (6.7.18) este adevărată și pentru semiconductorii cu impurități sau cu tranziții indirecte; trebuiesc luate în considerație cvasinivelele Fermi corespunzătoare stărilor donoare sau acceptoare (ținîndu-se seama de degenerescența acestor stări).

c) Cîștigul

La laserii cu semiconductori *cîștigul* g reprezintă creșterea (variația) fluxului de energie pe unitate de lungime; g depinde de structura zonală, frecvență, concentrație de dopare, temperatură etc. Pentru a introduce noțiunile de bază ce intervin în expresia cîștigului ne vom referi pe scurt la un sistem cu două nivele energetice (fig. 6.7.9) : expresia cîștigului pentru acest sistem poate fi obținută în baza considerațiilor lui Einstein [179], [180].

Rata totală de tranziții de pe nivelul W_2 pe nivelul W_1 în prezența cîmpului electromagnetic este

$$\mathcal{R}_{21} = B_{21}\rho(\nu) + 1/\tau_{sp}, \tag{6.7.19}$$

iar rata de tranziții de pe nivelul W_1 pe nivelul W_2 este

$$\mathcal{R}_{12} = B_{12}\rho(\nu), \tag{6.7.20}$$

unde τ_{sp} este timpul de viață al emisiei spontane; B_{21}, B_{12} sînt coeficienții Einstein; $\rho(\nu)$ este densitatea de energie a radiațiilor corpului negru pe unitate de interval al frecvenței la temperatura T

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\,\frac{1}{\exp\{h\nu/kT\} - 1} \tag{6.7.21}$$

($h\nu = W_2 - W_1$). Notînd cu N_1, N_2 populațiile de electroni pe cele două nivele, la echilibru termic avem

$$N_2\,\mathcal{R}_{21} = N_1\,\mathcal{R}_{12}. \tag{6.7.22}$$

Raportul populațiilor pe cele două nivele este dat de relația lui Boltzman

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1}e^{-h\nu/kT_e}. \tag{6.7.23}$$

unde g_1, g_2 reprezintă degenerescențele nivelelor W_1, W_2; T_e reprezintă o temperatură efectivă, care la echilibru termic coincide cu T din (6.7.21).

Din relațiile (6.7.19), (6.7.20) și (6.7.22), (6.7.23) rezultă

$$\rho(\nu) = \frac{\dfrac{1}{\tau_{sp}}(g_2/g_1)\,e^{-h\nu/kT_e}}{B_{12} - B_{21}\,(g_2/g_1)e^{-h\nu/kT_e}}. \tag{6.7.24}$$

Considerînd sistemul format din atomi și cîmp la echilibru, (6.7.24) trebuie să coincidă cu (6.7.21) de unde rezultă

$$B_{12} = B_{21}\,(g_2/g_1), \tag{6.7.25}$$

$$B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3\tau_{sp}}; \tag{6.7.26}$$

adesea în locul timpului de viață al emisiei spontane se utilizează coeficientul Einstein

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_{sp}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}B_{21}. \tag{6.7.27}$$

Introducînd (6.7.26) în (6.7.19), pentru rata emisiei stimulate se obține expresia

$$[\mathcal{R}_{21}]_{st} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3\,\tau_{sp}}\rho(\nu). \tag{6.7.28}$$

În cazul general rata emisiei stimulate are expresia

$$[\mathcal{R}_{21}]_{st} = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{c^3\rho(\nu')}{8\pi h\nu'^3\tau_{sp}}A(\nu')d\nu', \tag{6.7.29}$$

unde $A(\nu')$ reprezintă factorul (normat) de formă al liniei de rezonanţă atomică, adică

$$\int A(\nu')\,\mathrm{d}\nu' = 1; \tag{6.7.30}$$

este clar că dacă $A(\nu')/\nu'^3$ este constant (6.7.29) se reduce la (6.7.28).

Într-un cîmp de radiaţie monocromatică de frecvenţă ν şi densitate (a radiaţiei) ρ_ν, densitatea de energie pe unitate de frecvenţă este $\rho_\nu\delta(\nu' - \nu)$ şi din (6.7.29) se obţine

$$\mathcal{R}_{21} = \frac{c\lambda^2\rho_\nu}{2\pi h\nu\tau_{sp}}\,A(\nu). \tag{6.7.31}$$

Considerăm că radiaţia monocromatică se propagă pe direcţia z în mediul cu populaţiile N_2, N_1 pe cele două nivele; variaţia fluxului de energie $I_\nu = c\rho_\nu$ datorită emisiei stimulate este

$$\frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}z} = (N_2\mathcal{R}_{21} - N_1\mathcal{R}_{12})\,h\nu = -\frac{c^2\,[(g_2/g_1)N_1 - N_2]A(\nu)}{8\pi\nu^2\tau_{sp}}\,I_\nu; \tag{6.7.32}$$

prin urmare intensitatea fluxului variază după legea

$$I_\nu(z) = I_\nu(0)\,\mathrm{e}^{-g(\nu)z}, \tag{6.7.33}$$

unde

$$g(\nu) = -\frac{\mathrm{d}I_\nu/\mathrm{d}z}{I_\nu} = \frac{c^2[N_2 - (g_2/g_1)N_1]A(\nu)}{8\pi\nu^2\tau_{sp}} \tag{6.7.34}$$

reprezintă cîştigul pe direcţia dată.

Factorul de formă normat $A(\nu)$ al situaţiilor întîlnite în practică poate fi aproximat fie printr-o curbă Gauss, fie printr-o curbă Lorentz; cu o bună aproximaţie se poate lua $A(\nu) \simeq A(\nu_0) \simeq k_0/\Delta\nu$, unde ν_0 este frecvenţa centrală a curbei iar $\Delta\nu$ este lărgimea totală a liniei spectrale la nivelul $I_\nu/2$.

În cazul laserului cu semiconductori funcţia $g(\nu)$ este mult mai complicată întrucît se operează cu zone energetice în loc de nivele discrete. Pe măsura creşterii ratei de excitaţie (absorbţie) se schimbă W_{FC}, W_{FV} şi forma curbei $\rho(\nu)$. Presupunînd că elementul matricei de tranziţie este acelaşi pentru stările iniţiale şi finale atunci ratele de emisie spontană şi stimulată sînt [179]

$$\mathcal{R}_{sp}(\nu) = B\int g_c(W)\,gv(W - h\nu)\,f_c(W)\,[1 - f_v(W - h\nu)]\,\mathrm{d}W, \tag{6.7.35}$$

$$\mathcal{R}_{st}(\nu) = B\int g_c(W)\,g_v(W - h\nu)\,[f_c(W) - f_v(W - h\nu)]\,\mathrm{d}W. \tag{6.7.36}$$

Coeficientul B are expresia

$$B = \frac{4q^2h\nu\bar{n}}{m_n^{*2}\hbar^2c^3}\,<M^2>V, \tag{6.7.37}$$

unde V este volumul cristalului iar $\bar{n}$ indicele de refracţie.

Ţinînd cont de expresiile funcţiilor de distribuţie între $\mathcal{R}_{st}(\nu)$ şi $\mathcal{R}_{sp}(\nu)$ se poate stabili relaţia

$$\mathcal{R}_{st}(\nu) = \mathcal{R}_{sp}(\nu)\left[1 - \exp\left\{\frac{h\nu - (W_{FC} - W_{FV})}{kT}\right\}\right], \tag{6.7.38}$$

iar cîştigul are expresia [179]

$$g(\nu) = \frac{\pi^2c^2\hbar^3}{\bar{n}^2(h\nu)^2}\mathcal{R}_{st}(\nu) = \frac{\pi^2c^2\hbar^3}{\bar{n}^2(h\nu)^2}\mathcal{R}_{sp}(\nu)\left[1 - \exp\left\{\frac{h\nu - (W_{FC} - W_{FV})}{kT}\right\}\right], \tag{6.7.39}$$

de unde rezultă că $g(\nu)$ este pozitiv dacă $h\nu < (W_{FC} - W_{FV})$.

VI.7.3. Laseri cu injecţie din GaAs

Pentru realizarea acţiunii laser sînt necesare trei elemente: 1) o metodă adecvată de pompaj (excitare) a electronilor de pe nivele inferioare pe nivele superioare; 2) existenţa în sistem a unui număr mare de electroni astfel încît electronii „inversaţi" să dea emisie stimulată suficientă pentru a compensa pierderile; 3) o cavitate rezonantă pentru realizarea reacţiei inverse pozitive care să asigure amplificarea cuantică.

Cel mai utilizat material este GaAs în care se poate realiza o eficienţă mare a recombinărilor radiative; cea mai eficientă metodă de pompaj este injecţia într-o joncţiune PN iar cavitatea rezonantă constă dintr-un rezonator optic Fabry-Perot.

a) Curentul de prag

Structura de bază a unui laser cu joncţiune PN este arătată în figura 6.7.11*a*: două din suprafeţele perpendiculare pe planul joncţiunii (prin care ies radiaţiile emise) sînt şlefuite optic iar celelalte două sînt mate pentru a împiedica acţiunea laser pe această direcţie. Contactele ohmice, dispuse paralel cu planul joncţiunii, sînt opace; această structură constituie o cavitate Fabry-Perot.

Pentru a realiza condiția de inversiune a populației regiunile P și N sînt puternic dopate, astfel încît semiconductorii se află în starea degenerată la fel ca și în cazul diodelor tunel; totuși concentrația de dopare este mai mică decît la diodele tunel și caracteristica voltamperică statică a diodei laser în general nu prezintă o porțiune de rezistență negativă (uneori poate apărea o mică porțiune de rezistență negativă).

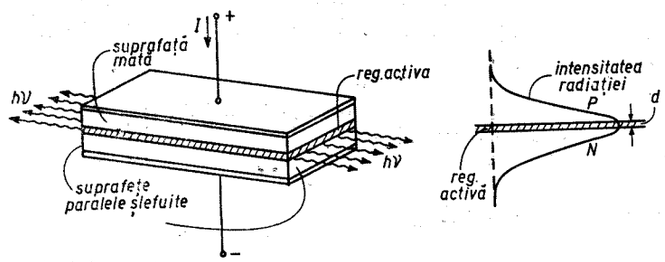


Fig. 6.7.11

Modelul zonal al joncțiunii PN la echilibru termodinamic este arătat în figura 6.7.12*a*. La polarizări directe suficient de mari (fig. 6.7.12*b*) electronii din regiunea N pot trece în zona de conducție a regiunii P de unde efectuează tranziții pe stările neocupate din zona de valență, emițînd fotoni de energie $h\nu \simeq W_g$; sînt posibile și tranziții ale electronilor din zona de conducție pe nivelele acceptoare situate în apropierea zonei de

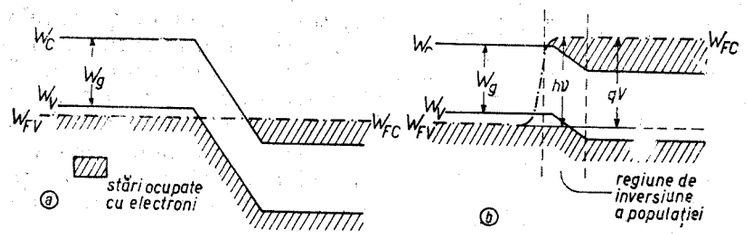


Fig. 6.7.12

valență, pentru care energia fotonilor este mai mică decît W_g. În plus golurile pot trece în regiunea N unde recombinări radiativ cu electronii din zona de conducție. Procesele descrise sînt esențial determinate de concentrațiile impurităților (de obicei $N_D > N_A$), mobilitatea și timpul de viață al purtătorilor mobili. Datorită polarizării directe ia naștere o regiune în care are loc o inversiune puternică a populației (fig. 6.7.12*b*); astfel în interiorul unui strat relativ subțire (regiune activă) adiacent joncțiunii (fig. 6.7.11*b*) are loc un mare număr de tranziții radiative, însoțite de

emisia radiațiilor luminoase. Datorită faptului că grosimea regiunii active este foarte mică ($d \simeq 1$ μm, grosimea regiunii de trecere este 0,1 μm) vom avea un cîștig maxim în planul joncțiunii; pentru acest motiv se utilizează larg rezonatorul Fabry-Perot în care bucla de reacție inversă pozitivă se află în planul cu cîștig maxim.

La curenții mici va exista o emisie spontană pe toate direcțiile; atunci cînd curentul ajunge la valoarea prag începe acțiunea laser (este satisfăcută condiția de oscilație) și fasciculul luminos traversează cavitatea fără atenuare adică

$$re^{(g-\alpha)L} \geqslant 1, \tag{6.7.40}$$

unde α este coeficientul de pierderi pe unitate de lungime, datorită absorbției de către purtătorii liberi și împrăștierii pe centri de impurități; L este lungimea cavității (diodei); r este coeficientul de reflexie al oglinzilor (fețelor șlefuite) cavității (dacă cele două fețe au coeficienți de reflexie diferiți $r = \sqrt{r_1 r_2}$).

Dacă condiția (6.7.40) este satisfăcută dioda emite radiații luminoase coerente prin fețele șlefuite (fig. 6.7.11*a*).

Cîștigul prag are expresia

$$g_T = \alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{r}. \tag{6.7.41}$$

Densitatea curentului prin joncțiune are expresia [182]

$$j \simeq \frac{qnd}{\tau}, \tag{6.7.42}$$

unde d este grosimea regiunii active iar τ este timpul de viață al purtătorilor, determinat de procesele radiative și neradiative.

Combinînd ecuațiile (6.7.34), (6.7.41) și (6.7.42) pentru $N_2 \simeq n$, $N_1 \simeq 0$ (adică la $T = 0°K$) se obține [179]

$$j_T = \frac{8\pi q \bar{n}^2 d \nu^2 \Delta\nu}{c^2 \eta^2} \left[\alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{r}\right] = \frac{1}{\beta}\left[\alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{r}\right] = g_T/\beta, \tag{6.7.43}$$

unde $\Delta\nu \simeq 1/A(\nu)$ iar $\eta = \tau/\tau_{sp}$ este eficiența cuantică (numărul mediu de cuante emise pentru fiecare purtător injectat).

Deși aproximativă, relația (6.7.43) permite să tragem concluzia că un bun laser cu j_T mic se poate obține pentru: linie spectrală îngustă, eficiență cuantică ridicată, pierderi mici în material și cavități de lungime

mare. Se observă de asemenea că $g_T = \beta j_T$ adică cîştigul prag este proporţional cu densitatea curentului prag, fapt verificat prin calcule şi experimental.

Variaţia intensităţii radiaţiei emise cu frecvenţa depinde de valoarea curentului (fig. 6.7.13*a*) : pentru $I<I_T$ spectrul este determinat de emisia spontană ; pentru $I = I_T$ pe fondul emisiei spontane apare o linie spectrală îngustă ; pentru $I>I_T$ spectrul prezintă un maximum foarte pronunţat

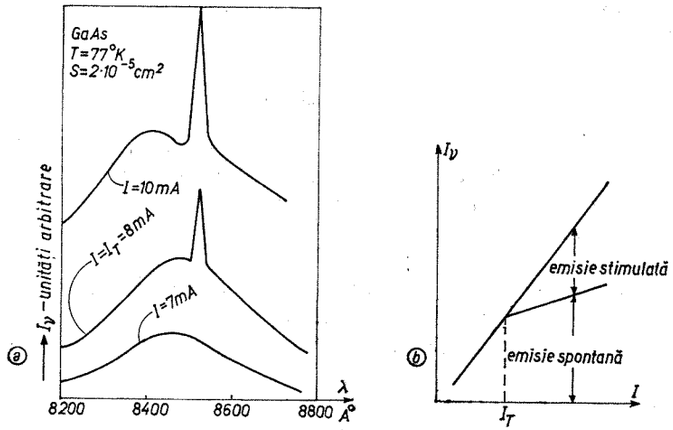


Fig. 6.7.13

la frecvenţa ν_0 (întrucît I_ν depinde exponenţial de cîştig). În figura 6.7.13*b* este arătată variaţia intensităţii maxime cu densitatea de curent.

Putem rezuma acum principalele cerinţe şi proprietăţi ale laserului cu injecţie din GaAs [178].

1) În limitele joncţiunii trebuie să existe o concentraţie mare de electroni şi goluri astfel încît cvasinivelele Fermi să fie separate printr-un interval energetic mai mare decît energia radiaţiei ; această condiţie poate fi satisfăcută prin injecţia unui număr suficient de purtători din regiunile degenerate P şi N în regiunea de trecere.

2) Regiunea de absorbţie negativă (cîştig pozitiv) este foarte îngustă iar radiaţia stimulată pătrunde şi în straturile înconjurătoare absorbante, totuşi acţiunea laser este favorizată de valoarea mare a elementului de matrice pentru recombinările radiative interzonale (directe) în comparaţie cu cea a matricei corespunzătoare absorbţiei de către purtătorii liberi ; de asemenea, lungimea de undă a radiaţiei emise este foarte mică în comparaţie cu lungimea de undă (prag) de absorbţie a materialului degenerat ce înconjoară joncţiunea.

3) Materialul activ trebuie să fie amplasat într-un rezonator care să permită creşterea densităţii de energie pentru lungimea de undă corespunzătoare radiaţiei stimulate.

4) Temperatura influenţează esenţial funcţionarea laserului cu injecţie şi poziţia liniei spectrale. De exemplu la $T = 77°K$ densitatea curentului prag este aproximativ $j_T = 10^4$ A/cm² iar la $T = 4{,}2°K$ $j_T = 7 \cdot 10^2$ A/cm². Valoarea lui j_T şi deplasarea emisiei spectrale sînt influenţate şi de presiune.

b) Variante constructive la laseri cu joncţiuni

Afară de construcţia „clasică" cu cavitate Fabry-Perot (fig. 6. 7. 11*a*), la care regiunea P se află în contact cu o cuvă de Cu pentru răcire, au fost propuse şi alte construcţii de laseri cu joncţiuni ; în figura 6.7.14 sînt arătate structurile cilindrică, triunghiulară şi dreptunghiulară avînd toate feţele şlefuite optic, fapt pentru care se numesc laseri cu cavităţi nedirecţionale. Aceste structuri sînt mai greu de realizat iar proprietăţile laser sînt inferioare faţă de structura clasică.

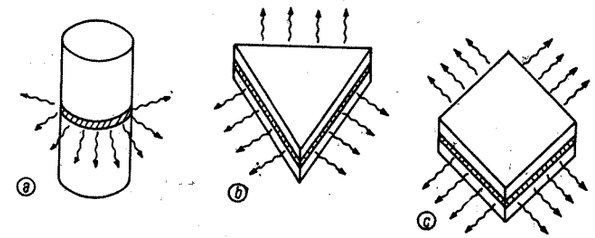


Fig. 6.7.14

Majoritatea joncţiunilor sînt fabricate prin difuzie : pe un substrat de GaAs tip N avînd $N_D = 10^{17} \div 10^{19}$ cm^{-3} se difuzează atomi acceptori (de exemplu Zn) ; joncţiunile pot fi formate şi prin creştere din starea de vapori (creştere epitaxială) sau creştere din soluţie.

Pe lîngă GaAs efectul laser a fost observat şi la alţi compuşi $A_{III}B_V$ şi $A_{IV}B_{VI}$. În tabela VI.2 se dă o listă a materialelor ce prezintă efect laser specificîndu-se energia fotonilor, lungimea de undă a radiaţiei şi metoda cea mai adecvată de pompaj (excitare).

c) Metode de pompaj

În laserii cu semiconductori inversiunea populaţiei poate fi obţinută prin mai multe metode : injecţia (discutată mai sus), pompajul optic, pompajul prin fascicul de electroni şi străpungerea în avalanşă.

1) *Pompajul optic.* Acţiunea radiaţiilor luminoase asupra semiconductorului cauzează trecerea electronilor din ZV în ZC ; pentru fascicule

Tabela VI.2

Material	Energia fotonilor (eV)	Lungimea de undă (μm)	Metodă de pompaj
ZnS	3,82	0,32	fasc. electronic
ZnO	3,30	0,37	,, ,,
CdS	2,50	0,49	fasc. electronic, optic
GaSe	2,09	0,59	Fasc. electronic
$CdS_x Se_{1-x}$	1,80÷2,50	0,49−0,69	,, ,,
CdSe	1,82	0,68	,, ,,
CdTe	1,58	0,78	,, ,,
$GaAs_x P_{1-x}$	1,41÷1,95	0,88−0,63	injecție
GaAs	1,47	0,84	injecție, fasc. electronic, optic, avalanșă
InP	1,37	0,90	injecție
$In_x Ga_{1-x} As$	1,5	0,82	,,
GaSb	0,82	1,5	injecție, fascicul electronic
$InP_x As_{1-x}$	0,77	3,1	injecție, fasc. electronic, optic
InSb	0,23	5,2	injecție, fasc. electronic, optic
Te	0,34	3,64	fasc. electronic
PbS	0,29	4,26	fasc. electronic, injecție
PbTe	0,19	6,5	fasc. electronic, injecție, optic
PbSe	0,145	8,5	fasc. electronic, injecție
$Hg_x Cd_{1-x} Te$	0,30÷0,33	3, 7÷4, 1	optic
$Pb_x Sn_{1-x} Te$	0,09÷0,19	6, 5÷13,5	optic

incidente foarte intense chiar în semiconductorul intrinsec distribuția purtătorilor poate fi adusă în stare degenerată. Pompajul optic este folosit prima dată de Basov [183] care a excitat un laser cu GaAs

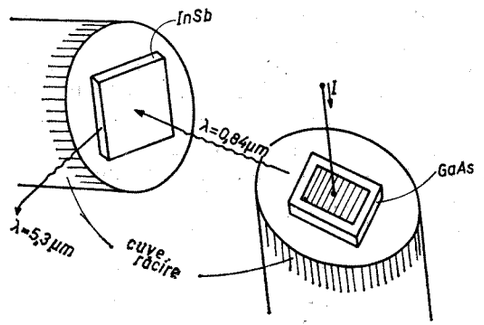


Fig. 6.7.15

cu ajutorul unui laser cu rubin ce funcționa în regim de impulsuri; au fost obținute puteri de ieșire (în impulsuri) de $3 \cdot 10^4$ watt. Phelan și colab. [184] au excitat un laser cu InSb tip N cu ajutorul laserului cu GaAs de injecție (fig. 6.7.15); pentru curenți de injecție $I > I_T$ ai laserului cu

GaAs intensitatea radiației emise de laserul cu InSb variază proporțional cu curentul de injecție. Laserul cu InSb formează o cavitate Fabry-Perot.

2) *Pompajul cu fascicul electronic* [185]. Bombardînd cristalul semiconductor (intrinsec) cu un fascicul de electroni de mare energie ($\simeq$ 50 KeV) electronii din ZV sînt pompați în ZC; pentru fascicule suficient de intense se poate ajunge la o distribuție degenerată a purtătorilor. Fiind dat că fasciculul electronic pătrunde la adîncimi de 5÷10 μm, starea degenerată a distribuției electronilor și golurilor poate fi considerată similară cu cea de la laserul cu joncțiune PN. Eșantionul semiconductor are forma unei cavități Fabry-Perot (fig. 6.7.16), astfel recombinările radiative dau naștere radiațiilor coerente.

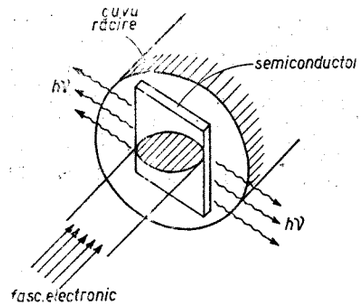


Fig. 6.7.16

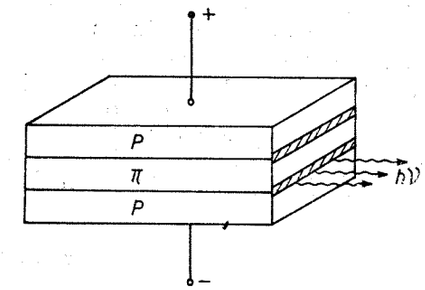


Fig. 6.7.17

3) *Pompaj prin străpungere în avalanșă.* Electronii (sau golurile) puternic accelerați de către un cîmp electric pot produce ionizări de impact generînd perechi electron-gol; acest fenomen a fost utilizat pentru a crea inversiunea populației într-o structură $P\pi P$ [186] (fig. 6.7.17). Străpungerea în avalanșă este inițiată de golurile din regiunile de cîmp înalt la suprafețele de separație $P - \pi$. Cînd valoarea cîmpului în regiunile de trecere $P - \pi$ depășește o valoare critică electronii și golurile capătă distribuții degenerate; în urma recombinărilor radiative ia naștere acțiunea laser în planul perpendicular pe direcția cîmpului.

d) Comparație între laserii cu semiconductori și cei convenționali

Laserii cu semiconductori sînt similari cu laserii „convenționali" (cu corp solid sau gaz) prin faptul că radiația emisă prezintă o coerență spațială și temporală; drept urmare radiația laser este puternic monocromatică (bandă de trecere îngustă) iar fasciculul de lumină este de înaltă direcționalitate. Totodată laserul cu semiconductori diferă de celelalte tipuri de laser prin cîteva trăsături importante.

1) În laserii convenţionali tranziţiile cuantice au loc între nivele energetice discrete pe cînd în laserii cu semiconductori tranziţiile au loc între zone energetice (liniile spectrale sînt mai largi).

2) Dimensiunile laserului cu semiconductori sînt foarte mici, aproximativ 0,1 mm lungime, în plus datorită regiunii active foarte înguste ($\simeq 1$ μm), divergenţa fasciculului laser este mult mai mare decît la laserii convenţionali.

3) Laserii cu semiconductori pot fi excitaţi prin mai multe metode: injecţia joncţiunilor PN, pompaj optic, pompaj cu fascicul electronic, străpungere în avalanşă.

4) Caracteristicile spaţiale şi spectrale ale laserului cu semiconductori sînt puternic influenţate şi de către proprietăţile materialului ce formează joncţiunea: concentraţia de dopare, deformarea zonelor energetice etc.

5) În cazul laserului cu joncţiune PN, acţiunea laser este produsă de simpla trecere a curentului electric prin diodă, astfel energia de pompare este direct utilizată pentru popularea zonei de conducţie. Rezultă un sistem foarte eficient în care intensitatea fasciculului emis poate fi uşor modulată prin modularea curentului. Întrucît laserii cu semiconductori au timpul de viaţă al emisiei stimulate foarte scurt, modulaţia poate fi realizată la frecvenţe foarte înalte.

BIBLIOGRAFIE

1. W. Shockley, Bell Syst. Tech. J., *33*, 799 (1954).
2. W. T. Read, Bell Syst. Tech. J, *37*, 401 (1958).
3. C. A. Lee, R. L. Batdorf, W. Wiegman, G. Kaminsky, Appl. Phys. Letters, *6*, 89 (1965).
4. T. Misawa, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—13*, 137—151 (1966).
5. T. Misawa, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—14* 795 (1967).
6. H. Podsendek, *Die Read-Diode*, Nachrichtentechnik, *Bd. 12, H. 1*, 30 (1969).
7. B. C. DeLoach, jr, IEEE J. Solid-State Circuits, *SC—4*, 376 (1969).
8. W. Gray, L. Kikushima, N. Moreno, R. Wagner, IEEE J. Solid-State Circuits, *SC—4*, 409 (1969).
9. G. Gibbons, S. M. Sze, Solid State Electron., *11*, 225 (1968).
10. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, J. Wiley and Sons, N.Y.—London—Sydney—Toronto, (Wiley—Interscience) (1969).
11. M. Gilden, M. F. Hines, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—13*, 169, (1966).
12. K. M. Johnson, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—15*, 141 (1968).
13. S. T. Fisher, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—14*, 313 (1967).
14. Y. Fukatsu, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—14*, 251 (1967).
15. R. L. Johnston, B. C. DeLoach, Jr, B. G. Cohen, Bell Syst. Tech. J. *47*, 369 (1964).
16. V. M. Val'd-Perlov, A. V. Krasilov, A. S. Tager, Radiot. i Elektr. *11*, 2008 (1966).
17. A. S. Tager, A. D. Hodnevič, Radiot. i Elektr. *14*, 510 (1969).
18. D. L. Scharfetter, H. Gummel, Solid-State Devices Research Conf., Evanston, June, (1966) (citat după Sze [10]).
19. D. L. Scharftter, D. J. Bartelink, H. K. Gummel, R. L. Johnston, IEEE Solid-State Devices Research Conf., June (1968) (citat după Deloach [7]).

20. R. L. Johnston, D. L. Scharfetter, D. J. Bartelink, Proc. IEEE, *56*, 1611 (1968).
21. D. E. Iglesias, W. J. Evans, Proc. IEEE, *56*, 1610 (1968).
22. H. J. Prager, K. K. N. Chang, S. Weisbrod, Proc. IEEE, *55*, 586 (1967).
23. J. B. Gunn, Proc. Royal Soc., *B69*, 781 (1956).
24. M. A. Leblond, C.R. Acad. Sci., *242*, 1856 (1956).
25. B. Hoefflinger, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—13*, 151 (1966).
26. B. C. DeLoach, Jr, R. L. Johnston, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—13*, 181 (1966).
27. M. W. Muller, H. Guckel, IEEE Trans. Electron. Devices, *ED—15*, 560 (1968).
28. W. J. Evans, G. I. Hoddad, IEEE Trans. Electron. Devices *ED—19* (1969).
29. C. B. Swan, T. Misawa, C. H. Bricker, Proc. IEEE, *55*, 1747 (1967).
30. A. Many, Y. Goldstein, N. B. Grover, *Semiconductor Surface*, John Wiley and Sons, Inc, N.Y., 1965.
31. J. L. Moll, Wescon Convention Record, part 3, 32, (1959) (citat după Sze [10]).
32. W. G. Pfann, C. G. B. Garrett, Proc. IRE, *47*, 2011 (1959).
33. D. R. Frankl, Solid State Electron, *2*, 71 (1961).
34. R. Lindner, Bell Syst. Tech. J., *41*, 803 (1962).
35. W. E. Dahlke, S. M. Sze, Solid. State Electron, *10*, 865 (1967).
36. C. G. B. Garrett, W. H. Brattain, Phys Rev., *99*, 376 (1965).
37. A. S. Grove, B. E. Deal, E. H. Snow, C. T. Sah, Solid. State Electron, *8*, 145 (1965).
38. E. H. Nicollian, A. Goetzberger, Appl. Phys. Letters, *7*, 216 (1965).
39. R. Williams, Phys. Rev., *140*, A 569 (1965).
40. J. G. Simmons, J. Appl. Phys, *34*, 1793 (1964).
41. J. G. Simmons, J. Appl. Phys., *35*, 2472 (1964).
42. W. Shockley, G. L. Pearson, Phys. Rev., *74*, 232 (1948).
43. R. S. C. Cobbold, *Theory and Applications of Field-Effect Transistors*, J. Wiley and Sons, N.Y.—London—Sydney—Toronto, 1970.
44. W. Shockley, Proc. IRE, *40*, 1365 (1952).
45. G. L. Pearson, Phys. Rev., *90*, 336 (1953).
46. G. C. Dacey, I. M. Ross, Proc. IRE, *41*, 970 (1953).
47. G. C. Dacey, I. M. Ross, Bell Syst. Tech. J., *34*, 1149 (1955).
48. M. M. Atalla, E. Tannenbaum, E. J. Scheibner, Bell Syst. Tech. J, *38*, 749 (1959).
49. D. Kahng, M. M. Atalla, Solid-State Devices, Research Conf, Pittsburgh, June, (1960) (citat după Cobbold [43]).
50. S. R. Hofstein, F. P. Heiman, Proc. IEEE, *51*, 1190 (1963).
51. F. P. Heiman, S. R. Hofstein, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—10*, 104 (1963).
52. H. K. J. Ihantola, J. L. Moll, Solid-State Electronics, *7*, 423 (1964).
53. C. T. Sah, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—11*, 324 (1964).
54. P. K. Weimer, IRE Trans. Electron Devices, *ED—8*, 421, (1961).
55. P. K. Weimer, Proc. IRE *50*, 1462 (1962).
56. C. A. Mead, Proc. IEEE, *54*, 307 (1966).
57. H. Statz, W. V. Munch, Solid-State Electronics, *12*, 111 (1969).
58. K. E. Drangeid, S. Middlehoek, T. Mohr, P. Wolf, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—16*, 257, (1969).
59. L. J. Sevin, *Field-Effect Transistors* Mc. Graw-Hill, N.Y. (1965).
60. R. D. Middlebrook, Proc. IEEE *51*, 1146 (1963).

61. R. S. C. Cobbold, F. N. Trofimenkoff, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—12*, 246 (1965).
62. R. S. C. Cobbold, IEEE Trans. Electron Device, *ED—12*, 302 (1965).
63. M. S. Sonin, Izvestia VUZ, Radioelektr., *X*, 902 (1967).
64. H. Borkan, R. K. Weimer, RCA Rev. *24*, 153 (1963).
65. D. R. Frankl, *Electrical Properties of Semiconductor Surfaces*, Pergamon Press, Oxford, 1967.
66. C. W. Mueller, P. H. Robinson, Proc. IEEE, *52*, 1487 (1964).
67. S. R. Hofstein, IEEE Trans, Electron Devices, *ED—13*, 846 (1966).
68. P. K. Weimer, *The Insulated-Gate Thin Film Transistor*, pp. 147—192 in „Physics of Thin Films" vol. 2. Academic Press, N.Y., 1963.
69. S. Teszner, M. Thue, Bull. Soc. Franc. Electriciens, *13*, 682 (1958).
70. S. Teszner, R. Gicquel, Proc. IEEE, *52*, 1502 (1964).
71. S. Teszner, L'Onde Electrique *41*, 307 (1961).
72. A. Chopra, L. Vadasz, Proc. IEEE, *52*, 985 (1964).
73. H. Koelmans, H. C. de Graaff, Solid-State Electronics, *10*, 997 (1967).
74. C. H. Fa, T. Y. Jew, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—13*, 290 (1966).
75. J. B. Gunn, Solid-State Comm. *vol. 1*, 88 (1963) (citat după Sze [10]).
76. J. B. Gunn, IBM J. of Res. Develop., 8, 141 (1964) și „Proc. of the Symp. on Plasma Effects in Solids", Paris 1964, (Dunod, p. 199 (1965)).
77. H. Kroemer, Proc. IEEE, *52*, 1736 (1964).
78. B. K. Ridley, T. B. Watkins, Proc. Phys. Soc. (London), *78*, 293 (1961).
79. C. Hilsum, Proc. IRE, *50*, 185 (1963).
80. A. R. Hutson, A. Jayaraman, A. G. Chynoweth, A. S. Coriell, W. L. Feldman, Phys. Rev. Lett., *14*, 639 (1965).
81. J. W. Allen, M. Shyam, Y. S. Chen, G. L. Pearson, Appl. Phys. Lett, *7*, 78 (1965).
82. M. Shyam, J. W. Allen, G. L. Pearson, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—13*, 63 (1966).
83. J. W. Allen, M. Shyam, G. L. Pearson, Appl. Phys. Lett. *9*, 39 (1966).
84. D. E. McCumber, A. G. Chynoweth, IEEE Trans. Electron Devices *ED—13*, 4 (1966).
85. P. N. Butcher, W. Fawcett, Phys. Lett, *17*, 216 (1965).
86. P. N. Butcher, W. Fawcett, Proc. Phys. Soc., *86*, 1205 (1965).
87. P. N. Butcher, W. Fawcett, Phys. Lett., *21*, 489 (1966).
88. E. M. Conwell, M. O. Wassel, Appl. Phys. Lett., *9*, 141 (1966).
89. H. Kroemer, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—13*, 27 (1966).
90. H. Kroemer, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—14*, 476 (1967).
91. J. G. Ruch, G. S. Kino, Appl. Phys. Lett, *10*, 40 (1967).
92. J. B. Gunn, B. J. Elliott, Phys. Lett, *22*, 369 (1966).
93. J. B. Gunn, Proc. Internat. Conf. „The Physics of Semiconductors", Kyoto, pp. 505 (1966).
94. A. G. Chynoweth, W. L. Feldman, D. E. McCumber, Proc. Internat. Conf. „The Physics of Semiconductors", Kyoto, pg. 514 (1966).
95. A. Zylbersztejn, J. B. Gunn, Phys. Rev. *157*, 668 (1967).
96. H. Kroemer, IEEE Spectrum, *5*, 47 (1968).
97. C. Hilsum, Brit. J. Appl. Phys, *16*, 1401 (1965).
98. J. B. Gunn, IBM. J. Res. Develop., *10*, 310 (1966).
99. J. A. Copeland, J. Appl. Phys., *38*, 3096 (1967).

100. J. A. Copeland, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—14*, 461 (1967).
101. P. L. Fleming, Proc. IEEE, *55*, 1538 (1967).
102. I. W. Monroe, F. H. Briggs, Proc. IEEE, *56*, 2066 (1968).
103. J. A. Copeland, Proc. IEEE, *54*, 1479 (1966).
104. H. W. Thim, M. R. Barber, B. W. Hakki, S. Knight, M. Uenohara, Appl. Phys. Let., *7*, 167 (1965).
105. B. W. Hakki, J. Appl. Phys., *38*, 808 (1967).
106. P. N. Butcher, W. Fawcett, N. R. Ogg, Brit. J. Appl. Phys., *18*, 755 (1967).
107. W. Heinle, Phys. Lett., *24 A*, 533 (1967).
108. J. A. Copeland, IEEE Trans. Electron. Devuces, *ED—13*, 189 (1966).
109. J. A. Copeland, J. Appl. Phys., *37*, 3602 (1966).
110. P. N. Butcher, Phys. Lett., *19*, 546 (1965).
111. P. N. Butcher, W. Fawcett, C. Hilsum, Brit. J. Appl. Phys., *77*, 841 (1966).
112. P. N. Butcher, C. Hilsum, Electron. Lett., *I*, 286 (1965).
113. J. W. Allen, W. Shockley, G. L. Pearson, J. Appl. Phys., *37*, 3191 (1966).
114. B. W. Hakki, Proc. IEEE, *54*, 299 (1966).
115. A. Barraud, C. R. Acad. Sci., *256*, 363 (1963); C. R. Acad. Sci. *261*, 4373 (1965).
116. D. C. Northrop, P. R. Thorntor, K. E. Trezise, Solid State Electron, *7*, 17 (1964).
117. M. E. Levinstein, Zarubej. Radioelektron, *10*, 64 (1968).
118. M. E. Levinstein, M. S. Şur, Zarubej. Radioelektron., *9*, 58 (1970).
119. M. E. Levinstein, M. S. Şur, Zarubej. Radioelektron., *11*, 50 (1970).
120. B. W. Knight, G. A. Peterson, Phys. Rev., *147*, 617 (1966).
121. B. W. Knight, G. A. Peterson, Phys. Rev. Lett., *17*, 257 (1966).
122. B. W. Knight, G. A. Peterson, Phys. Rev., *155*, 393 (1967).
123 E. L. Jones, R. Stratton, C. A. Barlow, Jr., D. R. Powell, J. Appl. Phys., *41*, 3498 (1970).
124. P. L. Shah, Th. A. Robson, J. Appl. Phys., *42*, 783 (1971).
125. H. Kroemer, Proc. IEEE, *53*, 1246 (1965).
126. A. J. Shuskus, M. P. Shaw, Proc. IEEE, *53*, 1804 (1965).
127. I. B. Bott, C. Hilsum, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—14*, 492 (1967).
128. K. O. I. Olson, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—16*, 202 (1969).
129. L. F. Eastmen, J. A. Copeland, Electronics, *40*, 91 (1967).
130. C. Hilsum, Brit. J. Appl. Phys., *vol. DI*, Nr. 3, 265 (1968).
131. H. W. Thim, Proc. IEEE, *55*, 446 (1967).
132. C. S. Aitchison, Electronics Lett, *4*, 15 (1968).
133. N. Hashizume, S. Kataoka, Electronics, Lett. *6*, 34 (1970).
134. E. P. Schelonka, Proc. IEEE, *56*, 339 (1968).
135. J. E. Carrol, Electronics Lett, *2*, 215 (1966).
136. C. S. Aitchison, C. D. Corbey, B. H. Newton, Electronics Lett, *5*, 36 (1969).
137. S. V. Judd, S. J. Hewitt, Electronics Lett., *3*, 107 (1967).
138. R. R. Spiwak, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—16*, 614 (1968).
139. J. P. Quine, Proc. IEEE, *57*, 715 (1969).
140. W. R. Curtice, Proc. IEEE, *58*, 138 (1970).
141. H. L. Hartnagel, Solid. State. Electr., *12*, 19 (1969).

142. E. I. Leonov, Zarubej. Radioelektron., *4*, 55 (1971).
143. J. A. Copeland, T. Hayashi, M. Uenohara, Proc. IEEE, *55*, 584 (1967).
144. D. Boccon-Gibod, R. Veilex, L'onde électrique, *49*, 671 (1969).
145. S. H. Izadpanah, H. L. Hartnagel, Radio Electronic Eng., *39*, 329 (1970).
146. D. Boccon-Gibod, Electronics Lett., *5*, 91 (1969).
147. P. Fleming, Proc. IEEE, *56*, 2082 (1968).
148. T. Sugeta, T. Ikoma, H. Yanai, Proc. IEEE, *56*, 239 (1968).
149. M. Shoji, Proc. IEEE, *55* 710 (1967).
150. M. Shoji, IEEE, Trans. Electron Devices, *ED—14*, 535 (1967).
151. G. M. Clarke, A. L. Edridge, J. C. Bass, Electronics Lett, *5*, 471 (1969).
152. M. Shoji, IEEE Trans. Electron. Devices, *ED—16*, 748 (1969).
153. M. Shoji, P. W. Dorman, Proc. IEEE, *56*, 1615 (1968).
154. M. Shoji, IEEE, Trans. Electron Devices, *ED—17*, 80 (1970).
155. K. E. Petzinger, A. E. Hahn. Jr, A. Matzelle, IEEE, Trans. Electron Devices, *ED—14*, 403 (1967).
156. A. A. Grinberg, A. A. Kastalskii, Phys., Stat. Sol., 26, 219 (1968).
157. H. Hayakawa, T. Ishigura, N. Mikoshiba, M. Kikuchi, Appl. Phys, Lett, *14*, 9 (1969).
158. J. S. Heeks, IEEE Trans. Electron Devices, *ED—13*, 69 (1966).
159. P. D. Southgate, App. Phys. Lett, *12*, 61 (1968).
160. H. F. Ivey, IEEE J. Quantum Electronics, *QE—2*, 713 (1966).
161. A. Mooradian, H. Y. Fan, Phys. Rev. *148*, 873 (1966).
162. C. H. Henry, P. J. Dean, J. D. Cuthbert, Phys. Rev. *166*, 754 (1968).
163. M. Gershezon, Bell Syst. Tech. J., *45*, 1599 (1966).
164. G. Popovici, *Recombinarea radiantă în semiconductorii* $A_{III}B_V$, în „Probleme actuale ale fizicii semiconductorilor" Edit. Academiei RSR, 235, 1970.
165. I. Petrescu-Prahova *Laseri cu injecție din GaAs*, în „Probleme actuale ale fizicii Semiconductorilor" Edit. Academiei RSR, 255, 1970.
166. P. C. Eastman, R. R. Haering, P. A. Barnes, Solid State Electron., *7*, 879 (1964).
167. W. N. Carr, IEEE, Trans. Electron. Devices, *ED—12*, 531 (1965).
168. S. V. Galginaitis, J. Appl. Phys, *36*, 460 (1965).
169. T. H. Maiman, Nature, *187*, 493 (1960).
170. A. Javan, W. B. Bennett, jr, D. R. Herriott, Phys. Rev. Lett. *6*, 106 (1961).
171. N. G. Basov, O. N. Krokhin, Y. M. Popov, Usp. Fiz. Nauk, *3*, 7 (1961).
172. M. G. A. Bernard, G. Duraffourg, Phys. Stat. Solidi, *1*, 699 (1961).
173. W. P. Dumke, Phys. Rev., *127*, 1559 (1962).
174. R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson, Phys. Rev. Lett., *9*, 366 (1962).
175. M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill jr, G. J. Lasher, Appl. Phys. Lett., *1*, 62 (1962).
176. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, H. I. Zeiger, Appl. Phys. Lett., *1*, 91 (1962).
177. N. Holonyak jr, S. F. Bevacqua, Appl. Phys, Lett., *1*, 82 (1962).
178. G. Birnbaum, *Optical Masers*. Academic Press, N. Y.—London (1964).

179. G. Lasher, F. Stern, Phys. Rev., *133*, A 553 (1964).
180. A. Yariv, *Quantum Electronics*, John Wiley and Sons N. Y., 1967.
181. F. Bertein, *Bases de l'électroniques quantique*, **1**, Eyrolles, Paris, (1965); **2**, Eyrolles, Paris (1969).
182. M. I. Nathan, Proc. IEEE, *54*, 1276 (1966).
183. N. G. Basov, Fiz. Tverd. Tela, *8*, 2816 (1966).
184. R. J. Phelan, R. H. Radiker, Appl. Phys. Lett., *6*, 70 (1965).
185. C. E. Hurwitz, Appl. Phys., Lett., *9*, 116 (1966).
186. K. Weiser, J. F. Woods, Appl. Phys. Lett., *7*, 225 (1965).

CONTENTS

Page

Preface 5
Introduction 17

Chapter I. CHARGE-CARRIERS IN SOLIDS

I. 1. Introduction 23
I. 2. Model of bands in solids (elementary aproach) 25
I. 3. Energy levels and bands in solids (quantum mechanics aproach) 29
I. 4. Concentration and energy distribution of charge-carriers (electrons and holes) in solids 64
I. 5. Fundamental equations of semiconductor electronics 76
Bibliography 85

Chapter II. ELECTRONIC EMISSION

II. 1. Introduction 87
II. 2. Thermoelectronic emission 87
II. 3. High-field emission. Schottky effect 93
II. 4. Tunnel-effect electron emission 95
II. 5. Photoelectronic emission 96
II. 6. Secondary emission 103
II. 7. Charge-carrier transport in combined $\boldsymbol{E}$ and $\boldsymbol{B}$ fields . . 107
II. 8. Particular cases 111
II. 9. Charge-carriers transport in nonuniform fields. Electron lens 115
Bibliography 122

Chapter III. CLASSICAL ELECTRON TUBES

III. 1. Introduction 123
III. 2. The vacuum diode 123
III. 3. The triode 128
III. 4. Tetrodes and pentodes 135
III. 5. Multigrids tubes 142
III. 6. Cathode-ray tubes 144

		Page
III. 7.	Photoelectronic tubes	155
III. 8.	Photoelectronic imaging devices (Television camera tubes)	160

Chapter **IV. SEMICONDUCTOR DIODES**

IV. 1.	Introduction	171
IV. 2.	The PN junction diode	171
IV. 3.	The small-signal analysis of PN junction	192
IV. 4.	Heterojunctions	198
IV. 5.	The metal-semiconductor (Schottky) diode	203
IV. 6.	General comments on two-terminal semiconductor devices	215
IV. 7.	The PIN diode	217
IV. 8.	The varactor diode	219
IV. 9.	Tunnel and backward diodes	221
IV.10.	The Zener diode	234
IV.11.	Photoelectronic semiconductor devices	239
Bibliography		239

Chapter **V. BIPOLAR TRANSISTORS**

V. 1.	Introduction	267
V. 2.	Physics and coeficients of bipolar transistors	268
V. 3.	Static characteristics of PNP bipolar transistors	279
V. 4.	Equivalent circuits and parameters of bipolar transistors	291
V. 5.	High-frequency effects in bipolar transistors	306
V. 6.	Switching of bipolar transistors	316
V. 7.	The drift transistor	328
V. 8.	The unijunction transistor (UJT)	340
V. 9.	Thyristors	344
Bibliography		365

Chapter **VI. SPECIAL SEMICONDUCTOR DEVICES**

VI. 1.	Introduction	367
VI. 2.	Impact-Avalanche-Transit-Time (IMPATT) diodes	368
VI. 2. 1.	Physics and static characteristics	368
VI. 2. 2.	Small-signal analysis	373
VI. 2. 3.	Large-signal analysis	381
VI. 2. 4.	Types of oscillations in IMPATT diodes	385
VI. 3.	Metal-Insulator-Semiconductor (MIS) diodes	388
VI. 3. 1.	Ideal MIS diode	388
VI. 3. 2.	Surface states, surface charges and space charges	394
VI. 3. 3.	Types of MIS diodes	396
VI. 4.	Metal-Insulator-Metal (MIM) structure	399

		Page
VI. 5.	Field-Effect Transistors (FET)	400
VI. 5. 1.	Classification of FET	400
VI. 5. 2.	Physics of junction FET (JFET)	401
VI. 5. 3.	Elementary theory of JFET	404
VI. 5. 4.	Small-signal parameters and equivalent circuits	410
VI. 5. 5.	Analysis of generalized structure	413
VI. 5. 6.	Metal-Oxide-Semiconductor FET (MOSFET)	419
VI. 5. 7.	Elementary theory of MOSFET	424
VI. 5. 8.	General static theory of inversion layer MOSFET	425
VI. 5. 9.	Thin film transistors (TFT)	436
VI. 5.10.	Fabrication of FET	439
VI. 6.	Gunn devices	446
VI. 6. 1.	Ridley-Watkins-Hilsum (RWH) mechanism	446
VI. 6. 2.	Physics of differential negative resistance (DNR) devices	451
VI. 6. 3.	Modes of operation of DNR devices	453
VI. 6. 4.	Gunn effect theory	458
VI. 6. 5.	The LSA mode	467
VI. 6. 6.	Amplifiers with Gunn devices	472
VI. 6. 7.	Functional Gunn devices	479
VI. 7.	Optoelectronic semiconductor devices	486
VI. 7. 1.	Electroluminescent devices	486
VI. 7. 2.	Physics of semiconductor lasers	493
VI. 7. 3.	Junction GaAs lasers	499
Bibliography		506